

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE  
Faculté de génie  
Département de génie mécanique

PREUVE DE CONCEPT D'UN  
LITHOTRITEUR PIÉZOÉLECTRIQUE À  
ZONE FOCAL VARIABLE

Thèse de doctorat  
Spécialité : génie mécanique

Steven DION

Sherbrooke (Québec) Canada

Décembre 2018





# MEMBRES DU JURY

Martin BROUILLETTE

---

Directeur

Alain BERRY

---

Évaluateur

Denis RANCOURT

---

Évaluateur

Yves PONSOT

---

Évaluateur



# RÉSUMÉ

Cette thèse de doctorat présente une preuve de concept d'un lithotriteur extracorporel piézoélectrique à zone focale variable basé sur le principe d'amplification par guide d'onde dispersif. Les calculs urinaires—communément appelés les *pierres au rein*—peuvent être traités selon différentes approches plus ou moins invasives. Le traitement le moins invasif est la lithotritie extracorporelle par ondes de choc (LEOC) qui consiste à générer des ondes de choc à l'extérieur du corps et de les focaliser sur la pierre qui est coincée dans les voies urinaires. L'action répétée des ondes de choc fragmente la pierre en morceaux assez petits pour qu'ils puissent être évacués spontanément par les voies naturelles. Malgré les multiples générations de lithotriteurs qui se sont succédées au fil des années, aucune amélioration significative de l'efficacité n'a encore été démontrée. À l'opposé, les techniques plus invasives comme l'urétéroscopie se sont développées au point où elles sont récemment devenues plus populaires que la LEOC. Il apparaît donc opportun de tenter une nouvelle approche en LEOC qui serait à la fois plus efficace et plus sécuritaire afin d'offrir un traitement totalement non invasif plus compétitif. Parmi les limitations actuelles de la LEOC on note que la zone focale des lithotriteurs est fixe en profondeur et en taille, alors que les patients présentent des anatomies différentes et des pierres de différentes tailles et que ces pierres se déplacent souvent de plusieurs millimètres durant le traitement sous l'action des mouvements respiratoires. Par conséquent, la pierre ne reçoit pas toute l'énergie injectée (     %) et cette énergie perdue risque d'endommager les tissus sains environnants. L'intérêt pour un lithotriteur extracorporel à zone focale variable découle naturellement de cette limitation et l'utilisation d'un réseau de transducteurs piézoélectriques semble tout indiquée pour la mise au point d'un tel lithotriteur. Les travaux présentés dans cette thèse montre pour la première fois comment la technologie d'amplification par guide d'onde dispersif peut être optimisée (étude adimensionnelle semi-analytique et expérimentale) pour démultiplier (     ) la puissance des transducteurs piézoélectriques constituant le réseau. Ainsi, en jumelant un guide d'onde en aluminium long de     mm et de 25 mm de diamètre à des transducteurs piézoélectriques à matrice de gaz, on parvient à générer des pressions de l'ordre de 100 MPa au foyer géométrique situé à une profondeur de 150 mm avec seulement dix-neuf (19) émetteurs excités à moins de 1 kV. Basé sur ces données et les vitesses d'érosions obtenues *in vitro*, on estime qu'un réseau comptant seulement trente-huit (38) de ces émetteurs serait en mesure de désintégrer, dans un temps raisonnable, les pierres les plus résistantes (*p. ex.* brushites modélisées par du BegoStone Plus), et ce, en ajustant constamment la zone focale pour qu'elle puisse suivre la pierre malgré son déplacement cyclique de     mm (déplacement maximal d'une pierre *in vitro*). La technologie proposée fonctionne en érodant la surface des pierres (fragments de     m) principalement par cavitation et l'efficacité et l'innocuité de ce mécanisme d'action ont été démontrés *in vitro* et *ex vivo* durant un essai animal (quatre porcs, huit reins) où l'importance de la couche de fluide entre la pierre et les tissus a été mise en évidence pour la première fois.

**Mots-clés :** Lithotritie extracorporelle, dispersion, guide d'onde, lithotritie, cavitation, onde de choc, transducteur piézoélectrique



À ma jeune famille qui donne un sens à tout.

Fanny  
Léonard  
Adèle



# REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier le professeur Dr. Robert Sabbagh du département de chirurgie (service d'urologie) pour avoir permis la tenue de l'essai animal à l'animalerie du Centre hospitalier de l'Université de Sherbrooke (CHUS) et pour avoir offert d'utiliser les porcs à la suite d'un de ses ateliers d'enseignement. Merci aussi au professeur Dr. Yves Ponsot et plus particulièrement à son étudiant Michael W. Sourial du même département pour leur expertise et leur aide précieuse durant l'essai animal. Ils étaient entre autres responsables de l'implantation des pierres dans les reins des porcs et de l'inspection des reins après l'exposition aux ondes de choc. De plus, cet essai animal n'aurait pas pu avoir lieu sans l'aide précieuse du personnel du GBM (génie biomédical) du CHUS qui ont remis un vieux fluoroscope en état de marche pour le ciblage des pierres implantées. Finalement, un merci spécial au personnel de l'animalerie du CHUS pour avoir pris soin des porcs à chacune des étapes de l'étude et pour leur support indéfectible au projet malgré les heures de travail souvent atypiques !

Je tiens aussi à remercier Louis-Philippe Riel qui, malgré ses études et ses multiples projets personnels, m'a toujours offert son aide aux moments clés de ce projet. Sa contribution au projet est plus grande qu'il ne l'imagine. Merci pour tout LP !

Je dois aussi de remercier mes supérieurs chez *SoundBite Medical Solutions* (Marwan Abboud) et *Bromont, Montagne d'Expériences* (Simon Blouin et Marie-Claude Tassé) pour m'avoir permis de travailler selon un horaire *adapté* dans la dernière année ; je vous suis très reconnaissant.

Merci à mon professeur Martin Brouillette pour sa confiance et sa patience ! Sous sa supervision, je suis à coup sûr devenu un meilleur ingénieur, mais surtout un meilleur inventeur. Il a été et continue d'être une source d'inspiration autant professionnelle que personnelle et je me considère privilégié de pouvoir continuer d'évoluer à ses côtés.

Merci à mes parents pour leur support inconditionnel dans tout ce que j'entreprends et merci à mon *petit* frère pour avoir pavé la voie des Ph.D. dans la famille Dion ; il fût une source de motivation probablement sans le savoir.

Merci Adèle et Léo pour avoir laissé papa travailler les soirs et les fins de semaine et pour m'avoir forcé à décrocher quand il le fallait.

Finalement, les mots sont insuffisants pour remercier adéquatement ma blonde qui a maintenu le fort familial durant mes absences répétées et m'a encouragé à terminer ce projet malgré les implications. Son engagement et sa détermination à poursuivre sa passion pour les ultra-marathons ont aussi été—et continuent d'être—très inspirants. Une chance qu'on s'a.





# TABLE DES MATIÈRES

<b>1</b>	<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
1.1	Mise en contexte et problématique . . . . .	1
1.2	Question de recherche . . . . .	7
1.3	Objectifs du projet de recherche . . . . .	7
1.4	Contributions originales . . . . .	8
1.5	Plan du document . . . . .	8
<b>2</b>	<b>ÉTAT DE L'ART</b>	<b>9</b>
2.1	Principes fondamentaux en LEOC . . . . .	9
2.2	Limitations actuelles de la LEOC . . . . .	20
2.3	Concepts modernes en LEOC . . . . .	26
2.3.1	Suivi en temps réel des pierres (ciblage) . . . . .	26
2.3.2	Surveillance en temps réel de l'efficacité des ondes de choc . . . . .	28
2.3.3	Zones focales multiples . . . . .	29
2.3.4	Domestication de la cavitation . . . . .	30
2.3.5	Lithotritie par train d'ondes (BWL) . . . . .	33
2.4	Technologie de l'émetteur d'ondes . . . . .	34
2.5	Synthèse de l'état de l'art . . . . .	36
<b>3</b>	<b>ÉTALONNAGE D'UN GÉNÉRATEUR</b>	<b>41</b>
3.1	La théorie . . . . .	41
3.2	En pratique . . . . .	46
<b>4</b>	<b>ANALYSE ADIMENSIONNELLE DU GÉNÉRATEUR</b>	<b>51</b>
4.1	Définition du facteur d'amplification . . . . .	52
4.2	Identification des paramètres adimensionnels . . . . .	53
4.3	Présentation du modèle semi-analytique de propagation des ondes dans le guide d'onde . . . . .	56
4.4	Montage expérimental pour la validation des résultats . . . . .	59
4.5	Résultats . . . . .	60
4.5.1	Première expérience . . . . .	60
4.5.2	Effet du seuil de saturation sur . . . . .	63
4.5.3	Effet du coefficient de Poisson et du rayon du guide sur . . . . .	67
4.5.4	Effet de la longueur du guide d'onde sur . . . . .	71
4.5.5	Effet de la bande passante du transducteur sur . . . . .	75
4.5.6	Effet de la position radiale sur . . . . .	77
4.5.7	Effet du milieu de propagation (eau) sur . . . . .	80
4.6	Analyse des résultats . . . . .	85
<b>5</b>	<b>CONCEPTION DE LA TÊTE DU LITHOTRITEUR</b>	<b>95</b>
5.1	Conception d'un générateur d'onde de choc . . . . .	95

5.1.1	Sélection du matériau du guide d'onde . . . . .	95
5.1.2	Sélection du transducteur piézoélectrique . . . . .	98
5.1.3	Sélection du diamètre du guide d'onde . . . . .	104
5.1.4	Sélection du coupleur acoustique . . . . .	106
5.1.5	Sélection de la longueur du guide d'onde . . . . .	111
5.1.6	Système de retenu du transducteur piézoélectrique . . . . .	112
5.1.7	Sélection de la durée du signal d'excitation . . . . .	113
5.1.8	Champ de pression devant le générateur unique . . . . .	119
5.2	Assemblage des générateurs d'onde de choc . . . . .	125
5.2.1	Tête du lithotriteur et électronique de puissance . . . . .	125
5.2.2	Étalonnage des générateurs d'onde de choc . . . . .	127
5.2.3	Champ de pression au foyer du lithotriteur . . . . .	136
<b>6</b>	<b>PERFORMANCES DU LITHOTRITEUR</b>	<b>159</b>
6.1	Essais <i>in vitro</i> . . . . .	159
6.1.1	Érosions de modèles de calculs urinaires . . . . .	159
6.1.2	Confirmation de la cavitation . . . . .	169
6.1.3	Transmission dans les tissus biologiques . . . . .	172
6.2	Essais animaux <i>ex vivo</i> . . . . .	175
6.2.1	Méthodologie . . . . .	175
6.2.2	Résultats . . . . .	189
6.2.3	Discussion . . . . .	197
<b>7</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>203</b>
7.1	Sommaire . . . . .	203
7.2	Contributions . . . . .	208
7.3	Travaux futurs . . . . .	209
<b>A</b>	<b>FORME TYPIQUE DE LA ZONE FOCAL DES LITHOTRITEURS</b>	<b>211</b>
<b>B</b>	<b>AMPLIFICATION PAR DISPERSION</b>	<b>213</b>
B.1	Phénomène de dispersion des ondes guidées . . . . .	213
<b>C</b>	<b>SENSIBILITÉ DE L'HYDROPHONE À FIBRE OPTIQUE</b>	<b>217</b>
	<b>LISTE DES RÉFÉRENCES</b>	<b>219</b>

# LISTE DES FIGURES

1.1	Sites propices au développement des calculs dans les voies urinaires . . . . .	1
1.2	Évolution de la stratégie de première instance pour le traitement des calculs urinaires au département d'urologie du <i>SLK Kliniken Heibronn</i> montrant une augmentation de l'URS et une diminution de la LEOC au fil des années, la NLP demeurant relativement stable durant la même période—Graphique tiré de la Figure 1 de [205]. . . . .	4
2.1	Schématisation du principe fondamental de la lithotritie extracorporelle par onde de choc (LEOC) . . . . .	11
2.2	Intensité de transmission énergétique ( ) d'une onde passant de l'eau vers différents milieux—La transmission est totale pour . CA : apatite de calcium [99, 107] . . . . .	12
2.3	Dimensions caractéristiques d'une source semi-sphérique focalisée et de sa zone focale . . . . .	14
2.4	Trace temporelle de la pression en pourcentage d'une onde typique au point focal d'un lithotriteur. Définition des variables : : temps de monté (de 10 à 90 % de l'amplitude), : largeur du pulse (intervalle de temps au dessus de 50 % de l'amplitude), : temps de descente (de 90 à 10 % de l'amplitude), : pression maximale atteinte et : pression minimale atteinte . . . . .	16
2.5	Influence simulée de la largeur de la zone effective par rapport au diamètre d'une pierre cylindrique sur les contraintes maximales induites dans la pierre ( : tension, : compression et : cisaillement)—Graphique adapté de la figure 5 de l'article de Cleveland et Sapozhnikov [47]. . . . .	18
2.6	Composantes principales de la technologie d'émetteur d'onde de choc développée par Dion [62] . . . . .	35
3.1	Schéma-bloc système d'un générateur d'onde de choc . . . . .	42
3.2	Spectre fréquentiel de l'onde d'excitation carrée d'une durée —. La zone sombre montre la largeur de bande d'un transducteur de fréquence centrale et de bande passante fractionnelle %. . . . .	45
3.3	Représentation schématique ( <i>pas à l'échelle</i> ) du montage permettant de comparer les résultats expérimentaux à ceux simulés à partir du modèle semi-analytique de Puckett et Peterson [201] . . . . .	47
3.4	Montage expérimental du générateur d'onde de choc pour l'étalonnage et l'émission dans l'eau ( <i>pas à l'échelle</i> )—Le guide d'onde est tenu en position verticale à l'aide d'une pince (non représentée). Un poids (non représenté) est placé sur le dessus du transducteur afin d'assurer un bon couplage avec le guide d'onde. . . . .	49
4.1	Définition des amplitudes et des pulses de pression respectivement émis par le générateur d'onde de choc (a) et le transducteur seul (b) . . . . .	52

4.2	Signature temporelle et spectre fréquentiel de pulses gaussiens de différentes bandes passantes fractionnelles , 60 et 120 %—L'axe fréquentiel a été adimensionnalisé avec la fréquence centrale du pulse gaussien. . . . .	57
4.3	Pulses de pression et réponse impulsionnelle obtenus pour la première expérience—Le voltage d'excitation est le même pour les cas (a) à (c). Configuration du générateur d'onde de choc : %, , et . Les amplitudes sont normalisées par rapport à l'amplitude du <i>pulse de référence</i> . . . . .	62
4.4	Spectres fréquentiels des signaux temporels des figures 4.3a et 4.3b pour le <i>pulse de référence</i> et la réponse impulsionnelle lors de l'étalonnage du système . . . . .	64
4.5	Spectres fréquentiels des signaux temporels des figures 4.3a et 4.3c pour le <i>pulse de référence</i> et le pulse reconstruit à la sortie du guide d'onde après l'étalonnage du système . . . . .	64
4.6	Évolution du facteur d'amplification et du rapport signal-bruit (SNR) du pulse généré en fonction du seuil de saturation du signal d'excitation—Le montage expérimental utilisé pour générer ces graphiques est celui de la figure 4.3 et la configuration du générateur d'onde de choc est : %, , et . . . . .	66
4.7	Facteur d'amplification pour différents rayons adimensionnels de guide d'onde et superposition des courbes de dispersion des onze (11) premiers modes longitudinaux—Pour deux valeurs de coefficient de Poisson, un guide d'onde de longueur , une bande passante fréquentielle % et un seuil de saturation nul. L'axe des pour les courbes de dispersion est , où avec représentant la variable fréquentielle. ( <i>Résultats de simulation</i> ) . . . . .	68
4.8	Amplification du pulse pour un système opérant au rapport rayon-longueur d'onde optimal, soit —Le voltage du signal d'excitation est le même dans tous les cas. Les transducteurs d'émission ( $TR$ ) et de réception ( $TR$ ) sont du même modèle . Le guide d'onde est en aluminium ( ), son rayon est de mm et sa longueur est de mm ( , ). Les amplitudes en (a) et (b) sont normalisées par rapport au <i>pulse de référence</i> . . . . .	70
4.9	Évolution du facteur d'amplification en fonction de la longueur du guide d'onde pour différents rayons et pour deux valeurs de coefficient de Poisson—La largeur de bande fractionnelle pour ces simulations est % et la saturation du signal est nulle. Les paramètres des courbes de tendance et l'erreur d'approximation sont présentés au tableau 4.2. ( <i>Résultats de simulation sauf pour le point expérimental Fig. 4.8b</i> ) . . . . .	73

4.10	Évolution du facteur d'amplification (équation tirée du tableau 4.2 pour %, , et ), des pertes dues à l'atténuation intrinsèque du matériau ( Np/m), et du facteur d'amplification réel en fonction de la longueur du guide d'onde—Pour un guide d'onde en aluminium ( GPa, kg/m , ), jumelé à un transducteur et pour lequel le rapport rayon-longueur d'onde est optimal ( ). . . . .	75
4.11	Facteur d'amplification pour différentes valeurs de largeur de bande fractionnelle , différents rayons adimensionnels et deux valeurs de coefficient de Poisson—La longueur de guide d'onde est et le seuil de saturation est nul pour ces simulations. ( <i>Résultats de simulation</i> ) . . . . .	76
4.12	Couverture des deux premiers modes longitudinaux, et , par des pulses de différentes largeurs de bande centrés à —Les courbes de dispersion en pointillés sont associées à l'axe de droite et elles sont issues d'un matériau pour lequel le coefficient de Poisson est de 0.17. . . . .	78
4.13	Distribution radiale du facteur d'amplification à la sortie du guide d'onde pour différents rapports et deux valeurs de coefficient de Poisson—La longueur du guide est , la largeur de bande fractionnelle est 100 % et le seuil de saturation est nul. ( <i>Résultats de simulation</i> ) . . . . .	79
4.14	Cartographie du champ de pression sous l'eau de l'amplitude positive du pulse à la sortie du générateur d'onde de choc pour une réponse impulsionnelle obtenue à mm—Le générateur utilise un transducteur couplé à un guide d'onde en aluminium ( ) de 1360 mm de long ( ) et de 25.4 mm de diamètre ( ). Le seuil de saturation est nul dans ce cas. . . . .	81
4.15	Champ de pression positive selon dans l'eau pour le générateur d'onde de choc et pour le transducteur seul pour un même voltage d'excitation et un seuil de saturation nul . . . . .	83
4.16	Cartographie 1D selon l'axe ( ) de la pression positive du pulse émis par le générateur d'onde de choc pour trois (3) seuils de saturation —La configuration du générateur d'onde de choc est la même que celle présentée à la figure 4.14. La ligne épaisse ( %) présente les mêmes résultats que la ligne épaisse de la figure 4.15a. . . . .	85
4.17	Signature temporelle des pulses d'amplitude maximale mesurés dans les champs de pression 1D de la figure 4.16—La valeur de correspond à la profondeur de la mesure et la valeur de SNR correspond au rapport signal-bruit tel que défini à l'équation (4.13). . . . .	86
4.18	Courbes de dispersion des premiers modes longitudinaux d'une barre cylindrique pour deux valeurs de coefficient de Poisson, où et est la variable fréquentielle exprimée en Hertz—L'épaisseur des courbes représente la répartition modale de l'énergie d'une onde uniforme (déplacement axial de type piston) imposée à l'extrémité du guide d'onde. Ces courbes ont été obtenues à partir du modèle semi-analytique. . . . .	89



4.19	Distribution radiale de la contrainte axiale pour les modes $H_{01}$ et $H_{11}$ pour les différentes bandes fréquentielles identifiées en gris à la figure 4.18b. Les lignes pointillées représentent une contrainte nulle aux fréquences données ; la portion de la courbe à droite de la ligne pointillée représente une contrainte positive (compression), alors que la portion à gauche représente une contrainte négative (tension). L'épaisseur des courbes rappelle celle des courbes de la figure 4.18b. Ces courbes ont été obtenues à partir du modèle semi-analytique. . . . .	90
4.20	Variation de la réponse impulsionnelle du système en fonction de la position radiale, soit $r/a$ , à la sortie du guide d'onde pour deux valeurs du rapport $\alpha$ —Autres paramètres : $\omega$ , $\beta$ , $\gamma$ , et $\delta$ . ( <i>Résultats de simulation</i> ) . . . . .	93
5.1	Montage pour la comparaison des trois technologies de transducteur—Comme récepteur, on utilise un transducteur piézoélectrique monolithique identique à celui évalué. L'amplitude du pulse carré d'excitation est de 180 V. . . . .	101
5.2	Comparaison de l'amplitude du pulse généré dans un bloc d'aluminium (selon le montage de la figure 5.1) pour trois technologies de transducteur piézoélectrique—Type de PZT : PZT-5H2 ( <i>Données brutes fournies par le manufacturier : The Ultrat Group [72]</i> ) . . . . .	102
5.3	Comparaison du pulse généré (après étalonnage) à la sortie d'un guide d'onde en aluminium 6061-T6 de 25.4 mm de diamètre et 590 mm de longueur pour deux transducteurs de type GMP™, l'un avec un milieu arrière absorbant ( $TR$ ) et l'autre sans ( $TR$ )—Montage expérimental tel que schématisé à la figure 3.3. L'amplitude des pulses a été normalisée par rapport au pulse émis par le GMP™ avec couche arrière absorbante ( $TR$ ). Le voltage d'excitation est le même pour les quatre (4) conditions de test. . . . .	103
5.4	Amplitude positive de la propagation linéaire dans l'eau d'un pulse gaussien ( $\omega$ kHz, $\beta$ %) émis par une source (positionnée à $r/a$ ) de type piston de diamètre $d$ sur l'axe central de la source (soit $r/a = 0$ )—La distance focale fixée pour le lithotriteur est $f$ mm et est illustrée sur le graphique. Le graphique montre aussi les distances théoriques — selon l'équation (3.9)—pour les deux cas en utilisant la fréquence centrale $\omega$ kHz pour le calcul de la longueur d'onde $\lambda$ (eau). Les lignes fines en pointillées représentent la tendance du champ lointain qui varie bien selon $1/r$ . Les oscillations à haute fréquence dans les courbes sont une conséquence de l'instabilité numérique de la méthode. ( <i>Résultats de simulation selon le modèle linéaire de Xue et coll. [275]</i> ) . . . . .	106
5.5	Coefficient de transmission énergétique $\tau$ du guide d'onde en aluminium vers l'eau en fonction de la fréquence pour trois configurations : (i) sans coupleur, (ii) avec coupleur idéal et (iii) avec coupleur en PEEK—Pour $\alpha_{Al}$ MRayl et $\alpha_{eau}$ MRayl. Les résultats ne tiennent pas compte de l'atténuation dans le PEEK ni de la présence de l'adhésif. ( <i>Résultats de simulation</i> ) . . . . .	110

5.6	Pulse mesuré dans l'eau devant le générateur d'onde de choc pour les configurations avec coupleur (PEEK) et sans coupleur—Position d'étalonnage et de mesure de la pression : mm, transducteur : GC500-D25-X, guide d'onde en aluminium 6061-T6 ( mm, mm), coupleur : disque de PEEK de 1.25 mm d'épaisseur, voltage d'excitation : V ( %), signaux moyennés sur 100 acquisitions pour réduire le bruit, hydrophone à fibre optique (sensibilité : 1.68 mV/MPa, <i>Precision Acoustics</i> ) . . . . .	110
5.7	Évolution du facteur d'amplification (équation tirée du tableau 4.2 pour %, et ), des pertes dues à l'atténuation intrinsèque du matériau ( Np/m MHz), et du facteur d'amplification réel en fonction de la longueur du guide d'onde—Pour un guide d'onde en aluminium ( GPa, kg/m , ), jumelé à un transducteur GC500-D25-X ( kHz, %) et pour lequel le rapport rayon-longueur d'onde est de . Ce graphique est valide pour un seuil de saturation nul ( %). . . . .	112
5.8	Collet à gouilles (acier) permettent de limiter à trois <i>lignes</i> les zones de contact avec le guide d'onde . . . . .	114
5.9	Influence du collet de retenu pour le transducteur piézoélectrique sur l'atténuation des ondes—Amplitude normalisée par rapport au cas sans collet. Transducteurs utilisés (émetteur et récepteur) : GC500-D25-X. Guide d'onde : aluminium 6061-T6 ( mm et mm). . . . .	115
5.10	Réponse impulsionnelle et signal d'excitation pour le générateur d'onde de choc (configuration finale) pour l'étude de l'influence de sur le facteur d'amplification—Étalonnage selon le montage de la figure 3.4 et méthode présentée à la section 3.2, mais pour une distance fixe de l'hydrophone aiguille à mm. . . . .	116
5.11	Pulse émis dans l'eau par le générateur d'onde de choc lorsque soumis au signal d'excitation complet ( s) présenté à la figure 5.10b—Voltage d'excitation : V. Pulse mesuré dans l'eau avec l'hydrophone aiguille à la position mm. Signal moyenné sur 100 acquisitions. représente l'amplitude positive maximale du pulse. . . . .	117
5.12	Amplitude maximale positive des pulses produits pour différentes durées du signal d'excitation—Signaux moyennés sur 100 acquisitions. . . . .	117
5.13	Trace temporelle pour différentes durées du signal d'excitation et un seuil de saturation %—L'amplitude des pulses a été normalisée afin d'apprécier le rapport signal-bruit du pulse. Ces signaux sont moyennés sur 100 acquisitions. . . . .	118
5.14	Cartographie 1D, selon l'axe ( ), de la pression positive du pulse généré dans l'eau par le générateur d'onde de choc ( <i>configuration finale</i> ) pour deux combinaisons de puissance et de seuil de saturation—Les valeurs maximales atteintes pour les deux conditions d'excitation sont indiquées dans les bulles. Position de l'hydrophone pour l'étalonnage : mm. Durée du signal d'excitation : s. Chaque point des données représente la valeur moyenne de 100 acquisitions. . . . .	120

5.15	Traces temporelles des pulses de pression mesurés à la profondeur focale du lithotriteur, soit                      mm— <i>Basse puissance</i> :                      V et                      %. <i>Haute puissance</i> :                      kV et                      % Ces pulses correspondent aux positions de mesure de la figure 5.14. . . . .	122
5.16	Pulse de pression mesuré devant un transducteur piézocomposite large bande adapté pour l'eau (C302-SU,                      MHz , <i>Olympus</i> )—Excitation : impulsion carrée                      de 1 kV. Mesure prise à la position                      mm. . .	123
5.17	Cartographie 2D (                      ) du champ de pression positive                      devant le générateur d'onde de choc pour profondeur                      mm—Même montage que pour la figure 5.14. Paramètres d'excitation :                      V et                      %. Chaque point des champs de pression représente la valeur moyenne de 20 acquisitions. . .	124
5.18	Tête du lithotriteur composé de dix-neuf (19) générateurs d'onde de choc orientés vers un point focal unique (ou foyer géométrique) à une profondeur de                      mm . . . . .	126
5.19	Numérotation des générateurs d'onde de choc et jumelage par canal d'amplification (A à G) pour une focalisation au foyer géométrique—Représentation telle que vue sous la plaque de support du lithotriteur. . . . .	130
5.20	Ajustement précis de l'éloignement des générateurs d'onde par rapport au foyer géométrique à l'aide du collet d'ajustement . . . . .	130
5.21	Comparaison des réponses impulsionnelles synchronisées du canal G (émetteurs #18 et #19) telles que mesurées par l'hydrophone au foyer géométrique du lithotriteur—L'amplitude de la réponse impulsionnelle du générateur #19 (trait large) a été réduite sur le graphique de droite afin de pouvoir apprécier la synchronisation obtenue entre les deux signaux. Les signaux ont été moyennés sur 100 acquisitions. . . . .	131
5.22	Réponse impulsionnelle du canal G, soit pour les générateurs #18 et #19 combinés après leur synchronisation—Signal moyenné sur 100 acquisitions. . . . .	132
5.23	Pulses acoustiques générés par l'excitation du canal G (générateurs #18 et #19) pour différents signaux d'excitation basés respectivement sur les réponses impulsionnelles individuelles des générateurs et sur la réponse impulsionnelle du canal G—Signaux moyennés sur 100 acquisitions. Amplitude normalisée par rapport la pression                      du pulse obtenu en utilisant l'étalonnage faite avec le générateur #18 seulement. Mesure effectuée au foyer géométrique du lithotriteur                      mm. Tension d'excitation de                      V et seuil de saturation                      %. . . . .	132
5.24	Signaux d'excitation des générateurs d'onde de choc pour les sept (7) canaux (A à G)—Version non saturée présentée afin d'apprécier la similitude intercanal. La section jouée (                      s) est celle incluse entre les lignes pointillées. . . . .	134
5.25	Pulse de pression mesuré devant le lithotriteur pour différents paramètres d'excitation et différentes positions—Signaux moyennés sur 100 acquisitions. . . . .	138
5.26	Signal d'excitation du canal A (générateurs #1 à #3) à <i>haute puissance</i> pour un seuil de saturation                      %—L'amplificateur ne parvient pas à générer le                      kV désiré; l'excitation moyenne se situe plutôt autour de                      V tel qu'indiqué par les lignes pointillées. . . . .	139



- 5.27 Cartographies 2D du champ de pression positive selon deux plans passant par le foyer géométrique du lithotriteur, soit mm—Les paramètres d'excitation étaient réglés sur la *basse puissance*. Chaque point des champs de pression représente une valeur moyenne sur 20 acquisitions. 141
- 5.28 Contribution des cinq (5) groupes de générateurs—graphiques (a) à (e)—au pulse de pression produit au foyer géométrique mm pour un étalonnage au foyer géométrique ; le graphique (f) est la sommation algébrique des traces de pression (a) à (e)—Chaque trace temporelle représente le signal moyen de 100 acquisitions. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. . . . . 144
- 5.29 Contribution des cinq (5) groupes de générateurs—graphiques (a) à (e)—au pulse de pression produit au point focal mm pour un étalonnage au même endroit ; le graphique (f) est la sommation algébrique des traces de pression (a) à (e)—Chaque trace temporelle représente le signal moyenné sur 100 acquisitions. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. . . . . 145
- 5.30 Distribution de la pression positive atteinte pour une focalisation dans le plan mm où le point de mesure correspond au point focal désiré—Seul les points blancs sont issus de mesures ; la cartographie 2D de ce quadrant a été complétée par symétrie. Le graphique de droite montre les régions où la pression est au moins égale à un certain pourcentage (aussi exprimé en décibel) de la pression obtenue au foyer géométrique. L'amplitude de est normalisée par rapport à la pression mesurée au foyer géométrique mm. Pressions obtenues par l'addition de la contribution des cinq (5) groupes de générateur tel que montré aux figures 5.28 et 5.29. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. . . . . 146
- 5.31 Cartographies 2D du champ de pression positive normalisée dans le plan mm pour trois positions d'étalonnage—Champs de pression issus de la sommation algébrique des champs de pression mesurés pour les cinq (5) groupes de générateurs où la valeur de chaque point rapporté est la valeur moyenne sur cinq (5) acquisitions. Les projections sur les graphiques de gauche montrent la distribution de la pression dans les plans focaux. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. Résolution : 1 mm. . . . . 148
- 5.32 Taille et forme des zones focales dB (a), dB (b), dB (c), dB (d) et dB (e) pour la pression pour sept (7) points focaux dans le plan mm—Courbes obtenues à partir des champs de pression similaires à ceux présentés à la figure 5.31. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. Pour le graphique (d)—trait large : focalisation à mm et trait pointillé : focalisation à mm. Pour le graphique (e)—trait large : focalisation à mm et trait pointillé : focalisation à mm. . . . . 150

- 5.33 Cartographie 2D du champ de pression positive dans le plan pour trois (3) positions d'étalonnage—Champs de pression issues de la sommation algébrique des champs de pression mesurés pour les cinq (5) groupes de générateurs où la valeur de chaque point rapporté est la valeur moyenne sur cinq (5) acquisitions. Les projections sur les graphiques de gauche montrent la distribution de la pression dans les plans focaux. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. . . . . 152
- 5.34 Taille et forme des zones focales dB (a), dB (b) et dB (c) pour la pression pour quatre (4) points focaux dans le plan — Courbes obtenues à partir de champs de pression positive tel que présentés à la figure 5.33. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. Pour les graphiques (b) et (c)—trait large : focalisation à mm et trait pointillé : focalisation à mm. . . . . 153
- 5.35 Cartographie 1D du champ de pression positive sur l'axe central ( ) pour cinq (5) points focaux : et mm—Distributions de pression issues de la sommation algébrique des champs de pression mesurés pour les cinq (5) groupes de générateurs excepté pour la mesure directe identifiée comme telle sur le graphique. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. Résolution spatiale : 2.5 mm. . . . . 154
- 5.36 Taille et forme des zones focales dB, dB et dB pour la pression pour trois (3) points focaux dans le plan —Distributions de pression issues de la sommation algébrique des champs de pression mesurés pour les cinq (5) groupes de générateurs. Le point focal désiré est identifié par le symbol . Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. . . . . 155
- 6.1 Taille des cratères formés par l'érosion des pierres pour les résultats rapportés au tableau 6.1 . . . . . 162
- 6.2 Images haute vitesse (200k images par seconde, résolution temporelle de 5 s) au foyer géométrique de l'appareil à la surface d'une plaque de Be-goStone Plus dans l'eau dégazée—La pression de l'onde de choc est atteinte à la première image (a), soit à . . . . . 170
- 6.3 Évolution temporelle d'une bulle de cavitation lors du passage d'une onde de choc typique utilisée en lithotritie extracorporelle—(A) bulle initiale stable, (B) compression par la pression positive de l'onde de choc, (C) expansion sous l'effet de la pression négative, (D) taille maximale, (E) effondrement violent, (F) bulle effondrée et (G) prolifération des bulles. Schéma adapté de la publication de Fernández *et coll.* [82]. . . . . 171

6.4	Montage de la pierre d'Ultracal 30 et du tissu biologique supportés par le robot cartésien au foyer géométrique de l'appareil du LOCUS—La position de la pierre est ajustée de sorte que le foyer géométrique se situe 5 mm sous la face supérieure de la pierre comme pour les tests d'érosion présentés à la section 6.1.1. Cette image montre l'espaceur annulaire utilisé pour séparer le tissu biologique de la surface de la pierre, cet espaceur n'étant pas présent dans les autres cas. . . . .	173
6.5	Lésion induite par la cavitation sur la paroi externe du rein qui était en contact avec la pierre lors de l'exposition aux ondes de choc—Se référer à la dernière ligne du tableau 6.5 pour les conditions de test. . . . .	174
6.6	Moule cylindrique (4.75 mm de diamètre et 15 mm de hauteur) servant au moulage des pierres synthétiques en plâtre de Paris et en Ultracal 30 . . .	178
6.7	Exemple de pierre moulée en Ultracal 30 avec une bille apparente, l'autre bille étant située au cœur de la pierre; la pierre fait mm de diamètre et mm de hauteur—Le plâtre n'est pas hydraté sur l'image. . . . .	178
6.8	Implantation d'une pierre artificielle dans le pelvis du rein droit d'un porc par une incision pratiquée dans l'uretère à la base du rein . . . . .	180
6.9	Table de traitement radio-transparente et lithotriteur à dix-neuf (19) générateurs . . . . .	182
6.10	Étapes de la procédure pour l'alignement du système de positionnement de la table de traitement . . . . .	183
6.11	Montage imitant un porc ayant une pierre au rein utilisé pour la validation de la procédure de positionnement . . . . .	185
6.12	Croix et ligne pointillée dessinées sur l'écran du fluoroscope pour le positionnement du porc . . . . .	185
6.13	Érosion en plein centre d'une pierre utilisée avec le bac d'eau de la figure 6.11 pour valider la procédure de positionnement du porc—Cette pierre avait une tige métallique à la place d'une bille afin de faciliter son repérage en fluoroscopie . . . . .	187
6.14	Application du gel de couplage sur le flanc du porc (a) et étalement du gel sous le poids de la poche de couplage (b) . . . . .	187
6.15	Disposition des couvertures sur la table de traitement pour dégager le flanc droit du porc et le tourner légèrement sur le dos de manière à enlever la présence de structures osseuses (colonne vertébrale et côtes) sur la trajectoire des ondes de choc . . . . .	189
6.16	Légère décoloration de la peau observée au site d'entrée des ondes de choc—Le site d'entrée a été encerclé au feutre. <i>Note : L'image doit être visualisée en couleur afin d'identifier la tâche rosée sur l'image de droite</i> . . . . .	191
6.17	Réduction de masse des pierres implantées par rapport aux pierres témoins	194
6.18	Comparaison visuelle de la pierre #5 en plâtre de Paris (porc #4, rein gauche) juste avant l'implantation et après l'exposition aux ondes de choc (Mode B, MPa, 53 min, OC @ 25 Hz) . . . . .	194
6.19	Comparaison visuelle de la pierre #15 en Ultracal 30 (porc #4, rein droit) juste avant l'implantation (a) et après l'exposition aux ondes de choc (b)—Mode B, MPa, 53 min, OC @ 25 Hz . . . . .	196

---

6.20	Aspects externe et interne des reins du porc #1 ayant subi un traitement par ondes de choc . . . . .	196
6.21	Amplitude du pulse acoustique produit par les transducteurs piézoélectriques montés sur les générateurs d'ondes de choc avant et après l'essai sur les porcs—Dégradation moyenne de 12 % . . . . .	198
B.1	Vitesse de phase adimensionnelle des quatorze premiers modes longitudinaux en fonction du paramètre — à — pour une barre d'aluminium (coefficient de Poisson ) de diamètre (vitesse du son dans barre mince m/s et vitesse des ondes longitudinales m/s)—Barre mince définie par l'équation où la longueur d'onde longitudinale est . . . . .	214
B.2	Exemple adimensionnel de dispersion d'un pulse gaussien dans un guide d'onde de section circulaire . . . . .	214
B.3	Reconstruction du pulse gaussien adimensionnel avec les mêmes paramètres que ceux de la figure B.2 . . . . .	216
C.1	Sensibilité de la fibre FP87-21 telle que fournie par le manufacturier ( <i>Precision Acoustics</i> ) . . . . .	217

---



# LISTE DES TABLEAUX

2.1	Taille de l'ouverture et caractéristiques du champ de pression généré par des lithotriteurs extracorporels utilisés en clinique et pour des appareils d'histotritie de laboratoire . . . . .	15
4.1	Spécifications des transducteurs telles que fournies par le manufacturier ( <i>The Ultran Group</i> ) . . . . .	59
4.2	Courbes de tendance (loi de puissance) par la méthode des moindres carrés pour l'évolution du facteur d'amplification en fonction de la longueur adimensionnelle du guide d'onde. ( <i>Résultats de simulation</i> )	74
5.1	Point focaux arbitraires testés dans le plan mm . . . . .	140
5.2	Groupes de générateurs d'onde de choc utilisés pour l'étude de la focalisation à un point arbitraire autour du foyer géométrique . . . . .	142
6.1	Érosion <i>in vitro</i> de modèles de pierre hydratée après ondes de choc livrées à 66 pps, pour une durée de test de 7 minutes et 35 secondes. Les paramètres d'excitation étaient : V et % pour une pression estimée à 54 MPa—60 MPa au site d'érosion. . . . .	161
6.2	Comparaison des caractéristiques du système proposé dans la présente thèse (LOCUS) à ceux utilisés par Duryea [66, 67] et comparaison de leurs performances pour l'érosion d'un modèle de calcul urinaire en Ultracal 30 . .	165
6.3	Comparaison des caractéristiques du système proposé dans la présente thèse (LOCUS) à celui de Duryea <i>et coll.</i> [68] et comparaison de leurs performances pour l'érosion d'un modèle de calcul urinaire en BegoStone Plus . .	166
6.4	Comparaison des caractéristiques du système proposé dans la présente thèse (LOCUS) à celui de Duryea <i>et coll.</i> [69] (sans la méthode de suppression des bulles de cavitation) et comparaison de leurs performances pour l'érosion d'un modèle de calcul urinaire en BegoStone Plus . . . . .	168
6.5	Influence de la présence d'un tissu biologique devant une pierre synthétique en Ultracal 30 (hydratée) sur le taux d'érosion <i>in-vitro</i> —Réglages de l'appareil du LOCUS durant ces tests : tension d'excitation de V, seuil de saturation de % et taux d'émission de 66 pps pour une pression estimée au foyer géométrique dans l'eau (pas de tissu) de MPa. Durée d'exposition pour chaque test : 30k ondes de choc (7 minutes et 35 secondes). . . . .	173
6.6	Dimensions approximatives et masse hydratée des pierres fabriquées—La masse des pierres inclut la masse des billes ( mg chacune, mesurée sur dix échantillons) moulées à même la pierre. . . . .	179
6.7	Identification des pierres implantées dans chaque porc—L'astérisque (*) identifie les reins disséqués en laparoscopie et rattachés à la paroi abdominale lors de l'implantation de la pierre. . . . .	181

6.8	Détails des traitements administrés—présenté en ordre chronologique . . .	190
6.9	Perte de masse des pierres synthétiques hydratées, leurs dimensions finales et rappel du pourcentage des ondes bloquées par les structures osseuses lors du traitement . . . . .	193

---

# LISTE DES SYMBOLES

Voici la liste des symboles utilisés dans le document ainsi que leur définition.

Symbole	Définition	Unité
	Rayon du guide d'onde dispersif cylindrique	m
	Amplitude positive du pulse émis à l'extrémité libre du générateur d'onde de choc	Variée
	Amplitude du bruit d'un signal quelconque	Variée
	Amplitude d'un signal quelconque	Variée
	Amplitude positive du pulse émis par un transducteur seul	Variée
	Bande passante fractionnelle d'un transducteur piézoélectrique	%
	Vitesse du son dans le milieu	m/s
	Vitesse de phase	m/s
	Vitesse de phase des ondes infiniment longues voyageant dans une barre	m/s
	Vitesse longitudinale des ondes dans un milieu infini	m/s
	Vitesse transversale des ondes dans un milieu infini	m/s
	Seuil de saturation du signal d'excitation ; variant de (signal original) à % (cas <i>1-bit</i> )	%
	Diamètre du guide d'onde	m
	Diamètre maximal de la zone focale      dB d'une source semi-sphérique	mm
	Diamètre adimensionnel maximal de la zone focale      dB d'une source semi-sphérique	s. o.
	Function delta de Dirac	s. o.
dB	Largeur de bande du transducteur sur laquelle la magnitude du spectre fréquentiel est plus grande ou égale à la moitié de la valeur maximale sur ce spectre	Hz
	Épaisseur de la couche pour un coupleur simple couche	m
	Module d'Young	Pa
	Énergie	J
	Variable fréquentielle	Hz

Symbole	Définition	Unité
	Fréquence centrale du transducteur piézoélectrique, soit la fréquence située à mi-chemin entre la fréquence la plus basse et la fréquence la plus haute qui bordent la bande de fréquences	Hz
		dB
	Fréquence de couplage pour un coupleur acoustique	Hz
	Signal numérique d'excitation du générateur d'onde de choc en mode émission	s. o.
	Transformée de Fourier	s. o.
	Transformée de Fourier inverse	s. o.
	Facteur d'amplification entre l'amplitude du pulse émis à l'extrémité libre du générateur d'onde de choc et l'amplitude du pulse de référence émis par le transducteur seul	s. o.
	Gain de focalisation d'une source semi-sphérique	s. o.
	Facteur d'amplification pour le cas spécial sans saturation du signal d'excitation ( %)	s. o.
	Facteur d'amplification réel incluant les effets d'atténuation dans le matériau	s. o.
	Coefficient de réflexion d'une onde acoustique à l'interface entre deux milieux	s. o.
	Réponse impulsionnelle d'un système	s. o.
	Réponse impulsionnelle estimée d'un système	s. o.
	Fonction de transfert dans le domaine fréquentiel (modèle de simulation)	s. o.
	Infini	s. o.
	Fonction de Bessel de première espèce d'ordre	s. o.
	Constante	s. o.
	Nombre d'onde	rad/m
	Longueur du guide d'onde dispersif	m
	Longueur maximale de la zone focale dB d'une source semi-sphérique	mm
	Longueur adimensionnelle maximale de la zone focale d'une source semi-sphérique	dB s. o.
	Facteur d'atténuation des ondes dû à l'atténuation intrinsèque du matériau	s. o.



Symbole	Définition	Unité
	Longueur d'onde associée à la fréquence dans le milieu	m
	Longueur d'onde à la vitesse de phase et à la fréquence	m
	Longueur d'onde centrale, soit la longueur d'une onde sinusoïdale de fréquence voyageant à la vitesse de phase	m
	Première constante de Lamé	Pa
	Facteur multiplicatif pour la courbe de tendance de type loi de puissance	s. o.
	Deuxième constante de Lamé	Pa
	Exposant pour la courbe de tendance de type loi de puissance	s. o.
	Coefficient de Poisson	s. o.
	Demie ouverture d'une source focalisante demi-sphérique	mm
	Fréquence angulaire	rad/s
	Variable représentant la pression	Pa
	Variable représentant la pression à la suite de l'excitation du système par bruit blanc	Pa
	Pression positive du pulse	Pa
	Pression négative du pulse	Pa
	Première variable intermédiaire de l'équation de Pochhammer-Chree	rad/m
	Deuxième variable intermédiaire de l'équation de Pochhammer-Chree	rad/m
	Position radiale sur le guide d'onde ou dans un système de coordonnées polaires	s. o.
	Rayon de la surface du disque pour le calcul de l'énergie ( )	m
	Densité d'un milieu	kg/m
SNR	Rapport signal-bruit	dB
	Signal numérique d'excitation (onde carrée) pour l'étalonnage du générateur d'onde de choc	s. o.
	Valeur adimensionnelle représentant la capacité de focalisation d'une source semi-sphérique	s. o.
	Contrainte de compression dans une pierre	MPa
	Contrainte de tension dans une pierre	MPa

Symbole	Définition	Unité
	Variable temporelle	s
	Temps de descente d'une l'onde de choc en LEOC	s
	Temps de montée d'une onde de choc en LEOC	s
	Largeur ou durée d'une l'onde de choc en LEOC	s
	Durée d'acquisition du signal pour l'étalonnage	s
	Contrainte de cisaillement dans une pierre	MPa
	Coefficient de transmission énergétique d'une onde acoustique d'un milieu à un autre	s. o.
	Signal temporel représentant du bruit blanc	s. o.
	Bruit blanc dans le domaine fréquentiel	s. o.
<i>TR</i>	Transducteur piézoélectrique	s. o.
	Signal d'entrée du guide d'onde dans le domaine fréquentiel (modèle de simulation)	s. o.
	Signal de sortie du guide d'onde dans le domaine fréquentiel (modèle de simulation)	s. o.
	Distance focale d'un lithotriteur	mm
	Impédance acoustique caractéristique du milieu	kg s <sup>-1</sup> m <sup>-2</sup> ou Rayl
	Distance de formation d'une onde de choc	m

# LISTE DES ACRONYMES

Voici la liste des acronymes utilisés dans ce document.

Acronyme	Définition
BWL	<i>Burst Wave Lithotripsy</i>
CHUS	Centre hospitalier de l'Université de Sherbrooke
EM	Lithotriteur extracorporel de type électromagnétique
FDA	<i>Food and Drug Administration</i>
GMP	<i>Gas Matrix Piezoelectric</i>
HE	Lithotriteur extracorporel de type hydroélectrique
LEOC	Lithotrie extracorporelle par onde de choc
LOCUS	Laboratoire d'ondes de choc de l'Université de Sherbrooke
OC	Onde de choc
PE	Lithotriteur extracorporel de type piézoélectrique
PEEK	Polyétheréthercétone (polymère)
pps	Pulse par seconde
PZT	Titano-zirconate de plomb (élément actif piézoélectrique)
PVDF	Polyfluorure de vinylidène (polymère)
STI	<i>Stone Treatment Index</i>
UP	<i>Ultrasonic Propulsion</i>



# CHAPITRE 1

## INTRODUCTION

### 1.1 Mise en contexte et problématique

Aux États-Unis, on estime que 11 % des hommes et 6 % des femmes recevront un diagnostic de pierre au rein au cours de leur vie [163, données basées sur les années 2001 à 2008]. Ce nombre est d'ailleurs en progression en raison notamment de l'épidémie d'obésité et des changements climatiques [14, 21, 241]. Bien que certaines de ces pierres soient asymptomatiques, la plupart d'entre elles causent de la douleur, l'obstruction partielle ou complète des voies urinaires (voir figure 1.1) et peuvent mener à des infections. Toujours aux États-Unis, le coût total associé aux calculs rénaux dans les voies urinaires supérieures<sup>1</sup> a augmenté linéairement de 7.3 milliards \$US/an en 2002 à plus de 10 milliards \$US/an en 2006 [164] ; à ce rythme, on peut grossièrement estimer qu'il se situe à près de 20 milliards \$US/an aujourd'hui.

Les options thérapeutiques modernes<sup>2</sup> pour le traitement des calculs urinaires problématiques sont : (i) la lithotritie extracorporelle par ondes de choc (LEOC), (ii) l'urétéroscopie (URS) et (iii) la néphrolithotomie percutanée (NLP) [234]. Ces trois techniques consistent à broyer les pierres pouvant atteindre quelques dizaines de millimètres en fragments assez petits (     mm) pour qu'ils soient évacués spontanément avec l'urine ou retirés avec l'as-

- 
1. Voies urinaires *supérieures* : reins et uretères ; Voies urinaires *inférieures* : vessie et urètre.
  2. Il est maintenant rare qu'on retire des calculs urinaires par chirurgie [102, 114].

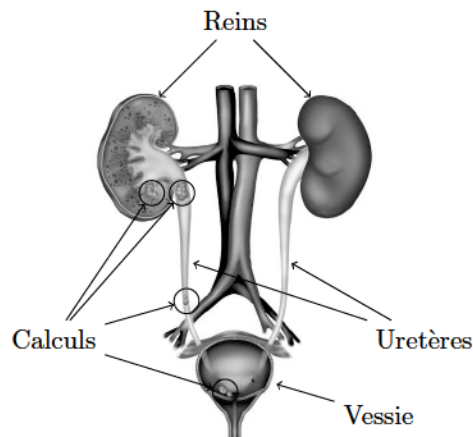


Figure 1.1 Sites propices au développement des calculs dans les voies urinaires

sistance d'instruments endoscopiques [199]. Les patients symptomatiques sont initialement examinés afin de recueillir l'information nécessaire au traitement. Ainsi, on essaie d'abord d'établir la taille, la position et la composition de la ou des pierres. Ces données servent ensuite à sélectionner la meilleure technique ou combinaison de techniques à utiliser selon le cas [260].

Depuis son introduction et son acceptation quasi instantanée au début des années 1980, la LEOC est demeurée jusqu'en récemment la procédure la plus utilisée pour le traitement des calculs urinaires [101, 112, 186, 205]. Elle est la seule option totalement non invasive ; l'URS et la NLP étant des techniques nécessitant une anesthésie locale ou même générale afin d'atténuer la douleur associée au passage des instruments. Au plus fort de son utilisation dans les années 1990, les arguments en faveur de la LEOC étaient nombreux. Cette technique offrait les temps de procédure et de rémission les plus courts, les besoins en anesthésie les plus faibles et les complications les moins sévères [59].

On utilise un lithotriteur extracorporel pour prodiguer un traitement de LEOC. Il existe plusieurs types de lithotriteurs, mais ils fonctionnent tous sous le même principe de base qui consiste à générer, à l'extérieur du corps, une onde de choc<sup>3</sup> focalisée vers la pierre. Les lithotriteurs se composent des éléments suivants :

- (a) un générateur d'ondes de choc,
- (b) un système de focalisation des ondes,
- (c) un milieu de couplage et
- (d) un système d'imagerie par fluoroscopie et/ou ultrasons [207].

Le générateur d'ondes de choc convertit de l'énergie électrique en énergie mécanique en produisant une onde de choc dans une solution aqueuse (milieu de couplage). Le système de focalisation fait ensuite converger l'onde de choc vers la pierre ; la position de la pierre ayant préalablement été identifiée à l'aide d'un système d'imagerie (*p. ex.* un fluoroscope). L'onde de choc est faiblement atténuée et déviée durant sa progression jusqu'à la pierre puisque le milieu de couplage et les tissus mous (peau, muscle, gras, organes, etc.) ont des propriétés acoustiques similaires [46, 130]. Alors que l'énergie acoustique présente dans la zone effective du lithotriteur est suffisante pour fragmenter un calcul urinaire, la densité d'énergie au niveau de la peau est suffisamment faible pour être tolérée par le patient sans besoin d'anesthésie [64].

---

3. *Onde de choc* : onde de pression de forte amplitude et de courte durée régit par des phénomènes non-linéaires.

---

Longtemps présentée comme étant la technologie préférée pour le traitement des calculs urinaires, la LEOC fait, depuis quelques années, l'objet d'une remise en question concernant son efficacité [35, 133]. L'évolution de la LEOC montre que les traitements dispensés aux patients n'ont jamais été meilleurs qu'avec la première génération de lithotriteurs—avec le HM3 de Dornier®—introduite dans les années 1980–1990 [31, 198, 204, 224]. Les avancées technologiques subséquentes n'ont pas produit de meilleurs appareils et n'ont pas donné de meilleurs résultats [158, 252]. Avec l'adoption généralisée des nouveaux appareils, les taux de réussite ont chuté, les taux de retraitement ont augmenté et les complications se sont multipliés [154, 233].

Durant la même période, les techniques minimalement invasives, et particulièrement l'urétéroscopie, ont gagné en popularité [114]. Les développements technologiques multiples en endoscopie (urétéroscopie flexible, chirurgie intra-rénale rétrograde, laser Ho-YAG) ont contribué à améliorer le taux de réussite des procédures ainsi qu'à réduire leur *invasivité* de sorte que l'URS est sur le point de—ou a déjà—remplacé la LEOC comme traitement de première instance pour les calculs urinaires dans plusieurs centres de traitement (voir figure 1.2) [127, 205, 234]. Tiseli et Chaussy [255] montrent l'engouement récent pour l'URS en comparant le nombre d'articles publiés entre 1985 et 2013 pour cette technique par rapport au nombre de publications pour la LEOC et la NLP. Leur recensement rapporte que le nombre annuel d'articles traitant de l'URS était similaire à la LEOC en 2008, mais que ce nombre a plus que doublé dans les cinq (5) dernières années recensées (2008–2013), alors que le nombre de publications traitant de la LEOC a légèrement fléchi durant la même période. Ce changement de mentalité est regrettable, car on semble s'éloigner graduellement d'une approche totalement non invasive, qui fût la marque distinctive du traitement de l'urolithiase depuis les deux dernières décennies, vers une thérapie endoscopique plus invasive qui doit être pratiquée sous anesthésie avec tout l'attirail propre aux salles d'opération [251]. L'opinion contemporaine est que la LEOC est une méthode inférieure comparée aux alternatives endoscopiques modernes et autres techniques invasives [29]. L'argument principal est que la LEOC requière plus d'une session de traitement dans 20 % à 50 % des cas pour retirer les pierres [179, 206, 244], bien que la majorité des cas soient adéquatement traités en une seule session [169, 255]. Ainsi, la stagnation de l'efficacité des traitements de LEOC semble être une des principales causes de cette baisse de popularité.

Tiseli et Ringdén [256] ont développé un index mathématique, le STI (*Stone Treatment Index*), qui combine plusieurs des facteurs impliqués dans le retrait d'un calcul urinaire. Le STI est calculé à partir des facteurs suivants : (i) le taux de succès (*stone-free rate*),

---

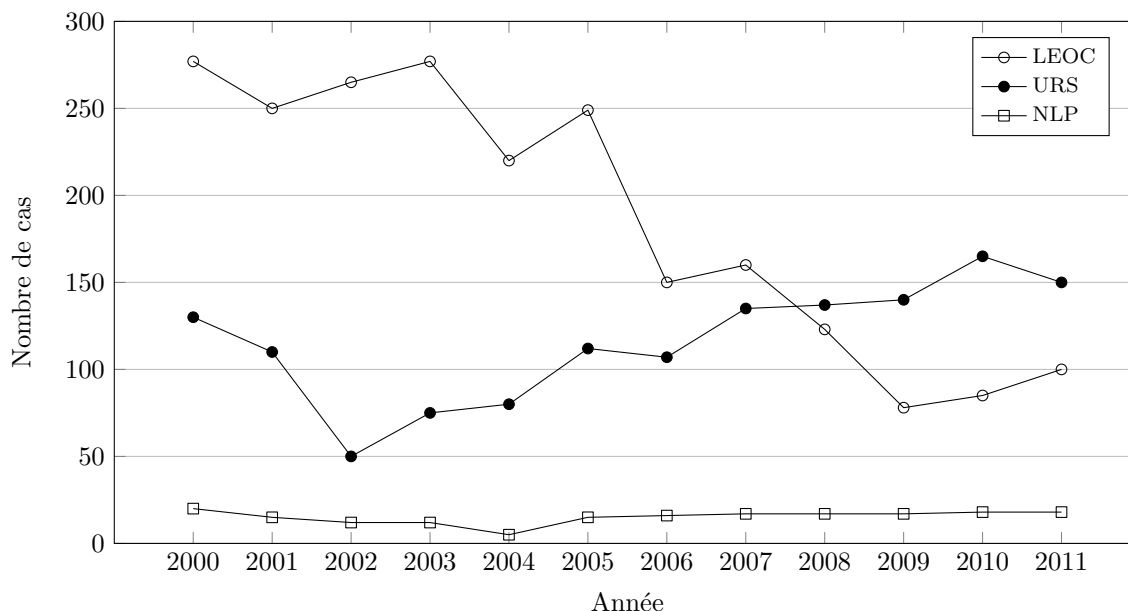


Figure 1.2 Évolution de la stratégie de première instance pour le traitement des calculs urinaires au département d'urologie du *SLK Kliniken Heibronn* montrant une augmentation de l'URS et une diminution de la LEOC au fil des années, la NLP demeurant relativement stable durant la même période—Graphique tiré de la Figure 1 de [205].

(ii) les propriétés de la pierre (surface et dureté), (iii) l'âge du patient, (iv) les anomalies anatomiques, (v) le nombre de sessions, (vi) les procédures auxiliaires nécessaires, (vii) les complications et (viii) les besoins en anesthésie. Cet index permet ainsi de comparer les différentes techniques de traitement sur une base plus générale ou multivariable ; un STI élevé étant meilleur. En ne considérant que le taux de succès (*stone-free rate*), la LEOC apparaît comme moins performante à 74 % *vs* l'URS à 88 %, mais l'ordre est inversé en faveur de la LEOC lorsqu'on utilise le STI comme comparatif. Dans ce cas, la LEOC obtient un STI de 3.3–5.1 et l'URS obtient un STI de 2.2–3.5 [255]. Par conséquent, la LEOC apparaît globalement comme une meilleure technique par rapport à l'URS (STI élevé), mais elle a été délaissée au cours des dernières années en raison de son taux de succès inférieur.

Avec le recul, on s'aperçoit que l'évolution des lithotriteurs extracorporels a été une expérience à grande échelle qui a débuté au début des années 1980 avec l'introduction du modèle original, le HM3 de Dornier®. Malgré l'efficacité prouvée du HM3 pour le traitement des pierres situées dans le rein et l'uretère [114], les désavantages de son concept ont stimulé le développement de nouveaux lithotriteurs. Parmi les inconvénients perçus du HM3, on note d'abord la nécessité d'immerger le patient dans un bain d'eau dégazée—l'eau agissant



comme milieu de couplage entre la machine et le corps—ainsi que la nécessité d’une anesthésie générale du patient alors que le traitement provoquait une douleur intolérable [35]. Ainsi, une des modifications techniques des lithotriteurs de deuxième génération était de simplifier et réduire la taille du système en remplaçant le bain par un coussin flexible et étanche rempli d’eau. Ce coussin est pris en sandwich entre le générateur d’ondes d’un côté et le patient de l’autre et on utilise un gel ultrasonique ou une huile afin d’assurer un bon couplage (et chasser les bulles d’air) entre le coussin et la peau [25]. D’autres avancées ont été apportées pour que la LEOC puisse être administrée sans anesthésie. Dans cette optique, les générateurs de deuxième génération ont été conçus avec une plus grande ouverture du générateur d’ondes de sorte que l’énergie des ondes de choc soit répartie sur une plus grande surface lors de l’entrée dans la peau. L’élargissement de l’ouverture des générateurs a cependant provoqué le rétrécissement de la zone effective rendant le ciblage de la pierre plus difficile [158].

Ces améliorations axées sur la convivialité d’utilisation des lithotriteurs n’ont cependant rien apporté au niveau des performances [26, 235]. En effet, il est maintenant convenu que le bain, malgré qu’il soit encombrant et inconvenient, demeure le moyen optimal pour la transmission des ondes de choc dans le corps [234]. L’utilisation d’un coussin en latex peut certes produire des performances similaires, mais cette technique reste très sensible à la qualité du couplage avec le patient ; tout mouvement du patient—qui n’est dorénavant plus sous anesthésie générale—perturbe nécessairement l’interface de couplage et mène à une détérioration des performances [108, 167, 194]. De nombreuses études ont aussi permis de quantifier le mouvement d’une pierre durant une séance de traitement typique. En effet, alors que la position de la zone effective du lithotriteur demeure fixe, la respiration et les mouvements reliés à l’inconfort du patient font en sorte que la pierre se retrouve fréquemment en dehors de la zone effective du lithotriteur [45]. Ainsi, plus la zone effective est petite, plus le pourcentage d’ondes qui atteignent efficacement la cible est faible et plus il y a d’ondes dirigées directement vers les tissus sains du rein ou de l’uretère. Ce manque de précision entraîne la destruction de vaisseaux sanguins et inévitablement le développement de tissus cicatriciels qui peuvent, entre autres, perturber le fonctionnement normal du rein à court, moyen et long termes [154, 233].

La troisième génération de lithotriteurs a été introduite de manière à conserver les avantages du traitement sans anesthésie ainsi que la convivialité des enceintes de couplage flexibles des lithotriteurs de deuxième génération, tout en améliorant l’efficacité de fragmentation des pierres. La solution intuitive au problème a été de doubler, et même tripler, l’amplitude de l’onde de choc générée [158, 247]. Bien que ces machines soient plus puis-

santes que les générations antérieures et que leurs performances *in vitro* soient supérieures, leurs résultats cliniques se comparent défavorablement au Dornier<sup>®</sup> HM3 en termes d'efficacité de fragmentation, de taux de retraitement et d'effets secondaires [61, 284]. Ce nouveau constat d'échec confirme qu'il est inutile, voir même néfaste, d'utiliser des ondes de choc de plus forte amplitude s'il est impossible de garantir qu'elles sont concentrées sur la pierre et non sur les tissus.

Bien qu'il n'y ait toujours pas de consensus sur les phénomènes physiques régissant l'interaction des ondes de choc avec les pierres et les tissus sains [127], les résultats obtenus avec les générateurs de deuxième et troisième générations auront servi à identifier certains paramètres clés associés à un *bon* traitement de LEOC. À cet effet, Eisenmenger *et coll.* [74] ont développé un lithotriteur moderne produisant une zone focale très similaire à celle du HM3 afin de vérifier l'hypothèse selon laquelle le succès du HM3 est lié à sa zone effective de grande taille ainsi qu'à ses ondes de choc d'amplitude modérée [73]. Un essai clinique préliminaire rapporte que leur appareil, le *Xi Xin-Eisenmenger*, a permis d'obtenir un taux de succès de plus de 85 % et que le traitement pouvait être administré sans anesthésie [74]. Evan *et coll.* [78] ont quant à eux montré que le *Xi Xin-Eisenmenger* est même plus performant que le HM3 pour la fragmentation de calculs urinaires *in vitro*. Ces résultats appuient certaines études théoriques et expérimentales qui concluent que la fragmentation des pierres est favorisée lorsque le front de l'onde de choc est plus large que la pierre [47, 73, 207, 219]. Le LithoSpace de la compagnie AST et le LithoGold 380 de la compagnie MTS Medical sont deux autres lithotriteurs qui ont été développés sous cette prémisse [205]. La supériorité des lithotriteurs à zone focale étendue s'explique aussi par le fait que la pierre demeure dans la zone focale de l'appareil malgré qu'elle se déplace sous l'influence des mouvements liés à la respiration du patient [18, 280].

La problématique est donc la suivante : plus de 30 ans après l'introduction de la LEOC, les lithotriteurs modernes proposent essentiellement la même technologie qu'en 1980 mis à part quelques changements ciblant le confort du patient (coussin de couplage et traitement sans anesthésie). Ainsi, la plupart des inconvénients associés à une zone focale de grande dimension demeurent. En effet, une grande partie du rein et des tissus sains environnants se retrouvent exposés aux ondes de choc qui peuvent potentiellement créer des lésions tissulaires [15, 50, 61, 291, 293]. Le niveau d'énergie doit donc être maintenu relativement bas pour éviter que ces lésions ne se produisent, limitant le potentiel d'amélioration de l'efficacité de ce type d'appareil. Ainsi, il apparaît difficile d'améliorer l'efficacité des traitements de LEOC sans un changement de paradigme au niveau du mode de fonctionnement des lithotriteurs. Une nouvelle approche semble donc nécessaire.

---

Dans cette optique, le groupe du LOCUS (Laboratoire d'onde de choc de l'Université de Sherbrooke) a développé une nouvelle technique permettant d'émettre des ondes de choc dans l'eau utilisant un guide d'onde dispersif comme amplificateur mécanique [62, 63]. Un brevet américain a d'ailleurs été octroyé aux inventeurs du LOCUS aux États-Unis en décembre 2017 pour cette technologie (#9,833,373). Le projet de doctorat poursuit le développement de cette technologie et tente de démontrer son application au domaine de la lithotritie extracorporelle.

## 1.2 Question de recherche

La question de recherche découlant de la problématique énoncée plus haut est la suivante : *Est-il possible d'adapter la méthode de génération d'ondes de choc par guide d'onde dispersif pour la construction d'un appareil de lithotritie extracorporelle à zone focale variable permettant de désintégrer des calculs urinaires de manière non-invasive sans créer de lésions aux tissus sains environnants ?* L'intérêt de réaliser ces travaux est d'explorer le potentiel de cette nouvelle technologie pour ouvrir une nouvelle avenue au développement des appareils de lithotritie extracorporelle de prochaines générations.

## 1.3 Objectifs du projet de recherche

Les objectifs du projet découlants de la question de recherche sont les suivants :

1. Mise au point d'une nouvelle technique pour d'étalonnage de l'amplificateur mécanique à guide d'onde dispersif non basée sur le principe de retournement temporel, donc permettant d'éliminer les besoins pour une deuxième source acoustique ;
  2. Étudier les paramètres clés de la technologie d'amplification mécanique par guide d'onde dispersif et optimiser ces paramètres pour une utilisation dans un lithotriteur extracorporel ;
  3. Concevoir et fabriquer un lithotriteur extracorporel basé sur la technologie d'amplification par guide d'onde dispersif ;
  4. Caractériser les performances du lithotriteur *in vitro* (champ de pression, vitesse et efficacité de fragmentation de calculs urinaires, déplacement de la zone effective, modification de la taille de la zone effective, etc.).
  5. Démontrer l'efficacité et l'innocuité préliminaire du lithotriteur sur un modèle animal *ex vivo*.
-

## 1.4 Contributions originales

Les contributions originales anticipées de ce projet de recherche à la communauté scientifique sont les suivantes :

1. Analyse adimensionnelle semi-analytique (simulations appuyées par des vérifications expérimentales) des paramètres clés influençant les performances de l'amplificateur mécanique par guide d'onde dispersif pour la conception d'appareils divers.
2. Mise en évidence d'une situation particulière pouvant mener à des lésions aux tissus sains en présence de cavitation et présentation d'une méthode permettant de prévenir ces dommages.
3. Démonstration préliminaire d'une nouvelle avenue technologique pour la conception des futures générations de lithotriteurs extracorporels à zone focale variable permettant l'érosion complète des pierres (taille des fragments      mm) et sans dommage aux tissus sains.

## 1.5 Plan du document

La présente thèse débute par un état de l'art (chapitre 2) qui dresse un portrait actualisé des différents domaines touchés par le projet de recherche. Le suite du document adresse, dans l'ordre, chacun des objectifs de recherche énoncés à la section 1.3. Ainsi, le chapitre 3 présente la nouvelle méthode proposée pour l'étalonnages des générateurs d'onde de choc, méthode qui a été utilisée pour l'ensemble des travaux présentés dans ce document. Le chapitre 4 évalue l'influence des paramètres clés du guide d'onde dispersif et du transducteur piézoélectrique associé pour l'optimisation des performances du générateur d'onde de choc. Les conclusions de cette analyse sont ensuite utilisées pour concevoir la tête d'un lithotriteur au chapitre 5. Le chapitre 6 évalue finalement les performances du lithotriteur, d'abord dans un contexte *in vitro* et ultimement pour le traitement *ex vivo* de calculs urinaires (modèles) préalablement implantés dans le rein d'un animal (porc).

---

# CHAPITRE 2

## ÉTAT DE L'ART

Alors qu'une séance de lithotritie extracorporelle par ondes de choc (LEOC) dispensée aujourd'hui se déroule de manière bien différente que lors de son introduction au début des années 1980, les principes fondamentaux de la LEOC demeurent les mêmes. En effet, bien que les équipements se soient raffinés, rendant obsolètes l'anesthésie générale et l'immersion du patient dans un bain, le taux de réussite des traitements ne s'est pas amélioré [208]. Plusieurs études concluent même que les performances et la sécurité des traitements de LEOC se sont progressivement détériorés avec l'introduction des nouvelles générations de lithotriteurs [207].

Les données accumulées aux cours des années sur l'utilisation *in vitro* et *in vivo* des lithotriteurs de différentes générations, ainsi que l'avancement des modèles numériques décrivant l'impact de la propagation des ondes de choc dans différents milieux, permettent d'espérer la révolution attendue dans le monde de la LEOC afin que cette technique reprenne sa place comme traitement de première instance pour les calculs urinaires [255]. À cet effet, ce chapitre présente les connaissances actuelles pertinentes au développement d'un lithotriteur de nouvelle génération. On y traite d'abord des principes fondamentaux de la LEOC, de ses limitations et des concepts modernes qui tentent d'améliorer la technique. Enfin, ce chapitre se termine avec une description détaillée de la technologie d'amplification mécanique par guide d'onde dispersif développée au LOCUS. L'objectif de ce projet est de démontrer le potentiel de cette technologie pour le développement d'un lithotriteur extracorporel.

### 2.1 Principes fondamentaux en LEOC

Comparés aux appareils des années 1980, les lithotriteurs d'aujourd'hui sont plus compacts (plus besoin de bain), plus confortables pour le patient et plus conviviaux pour l'intervenant. Cependant, le principe de fonctionnement des lithotriteurs est le même aujourd'hui que lors de l'introduction de la technologie.

L'objectif de la LEOC est d'utiliser des ondes de choc générées à l'extérieur du corps pour fragmenter des pierres qui se sont formées dans les voies urinaires, et ce, malgré la présence de tissus entre la cible et le générateur d'ondes. De plus, ces tissus ne devraient

pas être endommagés lors du passage des ondes de choc. Telle qu'illustrée à la figure 2.1, l'approche privilégiée par les fabricants de lithotriteurs extracorporels est de focaliser un front d'onde de manière à ce que la densité d'énergie augmente au fur et à mesure que l'onde se rapproche du calcul urinaire. Ainsi, la densité d'énergie au niveau de la peau est relativement faible et est généralement bien tolérée par les patients sans anesthésie, alors qu'elle atteint une valeur trois (3) à dix (10) fois plus élevée au niveau de la pierre [22]. Cette zone de haute énergie est la zone focale ou zone effective de l'appareil. Cette zone est définie comme le volume dans lequel les ondes sont suffisamment énergétiques pour désintégrer un calcul urinaire. La zone effective des lithotriteurs est fixe, alors que la pierre se déplace légèrement puisqu'elle est entraînée par les mouvements respiratoires du patient.

Le principe fondamental de la LEOC est de fragmenter les pierres coincées dans les voies urinaires en morceaux assez petits (1 mm à 3 mm) pour qu'ils puissent être évacués naturellement avec l'urine. Cette opération peut être réalisée de manière non invasive en dirigeant des ondes de choc émises à l'extérieur du corps vers la pierre à traiter. La succession des zones de haute et de basse pressions des ondes de choc engendre plusieurs phénomènes (concentration de contrainte, cavitation, etc.) qui provoquent ultimement la désintégration de la pierre.

Les ondes doivent traverser plusieurs couches de tissus (peau, muscles, gras, etc.) avant d'atteindre les pierres situées en profondeur. La figure 2.2 montre le coefficient de transmission énergétique ( ) d'une onde acoustique passant de l'eau vers différents milieux. Le graphique a été construit en utilisant l'équation (5.3) et à partir des valeurs d'impédance acoustique données pour les milieux pertinents en LEOC. Cette figure montre que la transmission de l'eau vers les tissus mous est très efficace ( ), alors qu'une infime partie de l'énergie de l'onde est transmise pour une interface eau-air ( ). C'est pour cette raison que : (i) les générateurs d'ondes sont généralement immergés dans une solution aqueuse, (ii) l'immersion du patient dans un bassin d'eau est la méthode la plus efficace pour coupler les ondes au corps—soit la méthode utilisée pour le HM3 original, (iii) et il faut porter une attention particulière pour éliminer la présence de poches d'air entre la peau du patient et la tête des lithotriteurs modernes à cloison étanche. C'est aussi pour cette raison que la trajectoire choisie pour l'administration des ondes de choc ne doit passer ni par les poumons ni par les intestins, soit deux organes contenant du gaz. La zone établie pour l'entrée des ondes est située sur le flan du patient—délimitée par les côtes, la colonne vertébrale et l'os pelvien—et assure une trajectoire jusqu'au rein constituée uniquement de tissus mous [234]. Finalement, même si la transmission d'énergie de l'eau

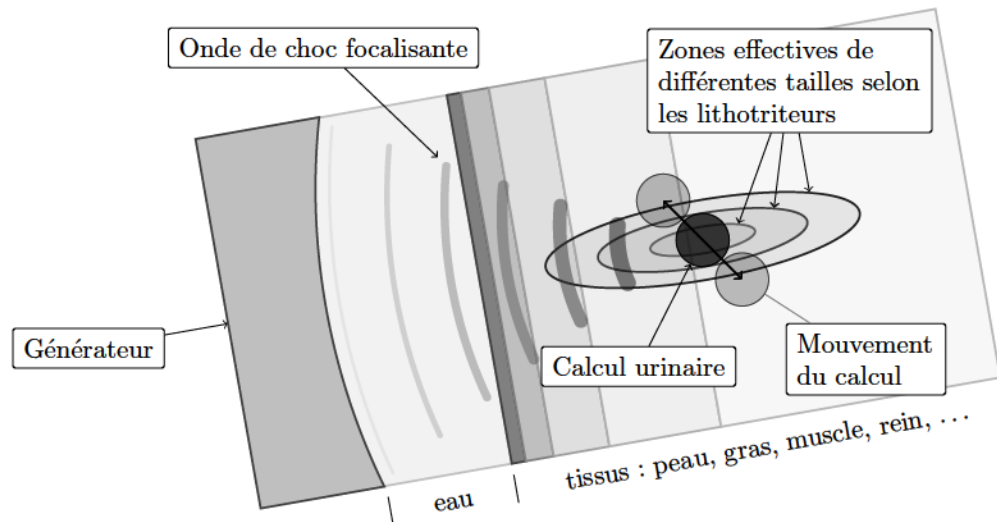


Figure 2.1 Schématisation du principe fondamental de la lithotritie extracorporelle par onde de choc (LEOC)

vers les pierres (CA, cystine et brushite) est relativement élevée, la figure 2.2 montre que le coefficient de transmission est plus faible pour les pierres considérées difficiles à fragmenter (par exemple : brushite *vs* CA).

Durant son parcours jusqu'à la pierre, l'onde est non seulement atténuée par les sauts d'impédance aux interfaces, mais une partie de son énergie est aussi absorbée par les tissus et transformée en chaleur. L'amplitude de l'onde va donc décroître graduellement à mesure qu'elle se déplace vers la pierre. L'atténuation dépend du milieu et est une fonction à la fois de la distance parcourue dans ce milieu ainsi que de la fréquence de l'onde. On exprime généralement l'atténuation en  $\text{dB cm MHz}$ . L'atténuation dans l'eau est très faible et n'a que très peu d'influence sur l'onde émanant du générateur [270]. Par contre, l'atténuation dans les tissus biologiques est au moins 1000 fois supérieure à celle de l'eau et a des effets non négligeables sur l'amplitude et la forme des ondes durant leur progression [278]. Aussi, plus les tissus sont épais, plus l'atténuation est importante. C'est une des raisons qui expliquent pourquoi le traitement par LEOC affiche des taux de réussite plus faibles chez les patients obèses [95].

Cleveland *et coll.* [46] ont confirmé l'effet des tissus sur la propagation des ondes en comparant le champ de pression d'un lithotriteur *in vitro* (dans l'eau) à celui obtenu *in vivo* en insérant un capteur de pression à proximité du rein d'un porc. L'expérience leur a permis de confirmer que : (i) l'allure générale de l'onde *in vivo* est très similaire à celle obtenue *in vitro*, (ii) l'amplitude de la pression qui atteint le rein est réduite d'environ 30 % par rapport à la pression obtenue dans l'eau et (iii) l'atténuation dans les tissus affecte



Milieu	Impédance acoustique [MRayl]
Air	
Eau	
Tissus mous <sup>a</sup>	
CA	
Cystine	
Os	
Brushite	

a. Valeur moyenne pour organes, gras, muscles, etc.

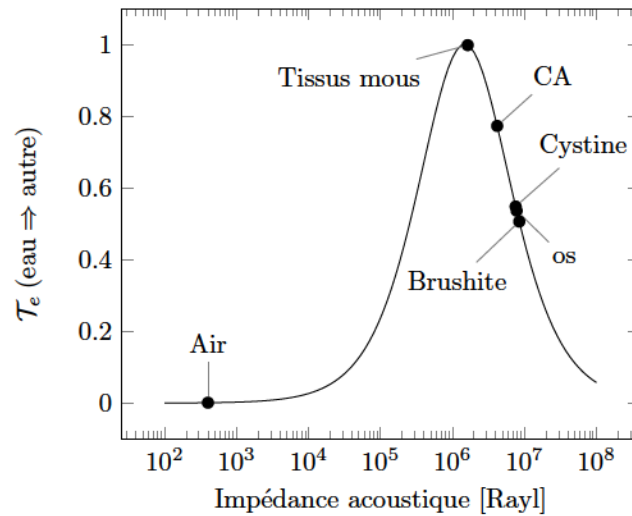


Figure 2.2 Intensité de transmission énergétique ( ) d'une onde passant de l'eau vers différents milieux—La transmission est totale pour . CA : apatite de calcium [99, 107]

davantage les hautes fréquences que les basses. Ils concluent leur analyse en mentionnant que, malgré la présence de tissus biologiques dans la trajectoire de propagation des ondes, les expériences *in vitro* utilisées pour évaluer les performances des lithotriteurs sont représentatives des conditions *in vivo*. Par conséquent, le développement d'un nouvel appareil de lithotritie peut se faire dans un environnement *in vitro* (bassin d'eau et pierre synthétique) et ses performances devrait d'abord être évaluées dans ce type environnement afin de le situer par rapport aux lithotriteurs présentement utilisés en clinique.

Il existe trois (3) types de lithotriteurs : (i) les lithotriteurs électrohydrauliques (EH), (ii) les lithotriteurs électromagnétiques (EM) et (iii) les lithotriteurs piézoélectriques (PE) [49, 58, 207, 208, 268]. Dans les lithotriteurs électrohydrauliques, une décharge électrique entre deux électrodes crée un plasma qui produit une onde de choc sphérique qui est ensuite focalisée à l'aide d'un réflecteur en forme de semi-ellipsoïde. Cette technologie est reconnue pour produire un certaine variabilité d'une onde de choc à l'autre alors que la génération du plasma est un phénomène plus ou moins répétable [27]. Il existe aussi une variante de cette technologie où les électrodes baignent dans une solution hautement conductive et où la distance inter-électrode est ajustée automatiquement à mesure que les électrodes s'usent ce qui améliore la répétabilité de la production du plasma [207]. De leur côté, les générateurs électromagnétiques fonctionnent sur le principe d'un haut-parleur où une membrane est mise en mouvement sous l'effet d'une bobine électromagnétique. L'onde plane produite par cette membrane est ensuite focalisée par le biais d'une lentille acoustique. Cette technologie est reconnue pour être plus stable que les lithotriteurs électrohydrauliques, mais



une certaine instabilité demeure [191]. Il existe plusieurs variantes à cette technologie. Par exemple, la membrane peut être courbée de manière à éliminer les besoins pour une lentille [217] ou encore la membrane peut être de forme cylindrique et générer une onde radiale qui est ensuite réfléchi à la surface d'une semi-paraboloïde [268]. La troisième technologie est la technologie piézoélectrique où une coupole sphérique de 300 mm à 500 mm d'ouverture est entièrement recouverte d'éléments piézoélectriques. Chaque élément génère une onde de faible pression, mais leur grand nombre permet d'atteindre les niveaux d'énergie requis en LEOC [89]. Afin de réduire l'envergure de l'appareil à 300 mm, le lithotriteur Piezolith 3000 (se référer au tableau 2.1) utilise des éléments piézoélectriques à double couche qui permettent de doubler la pression émise par unité de surface [166, 227]. Peu importe la technologie (EH, EM ou PE), les similarités au niveau de la forme et des dimensions des lithotriteurs font en sorte que les champs acoustiques produits par ces machines sont très similaires [19]. Dans tous les cas, le champ de pression s'apparente à celui obtenu avec une source semi-sphérique de même ouverture et une profondeur focale .

Tel qu'illustré à la figure 2.3, les dimensions finies de la source font en sorte que l'énergie ne se focalise pas en un point (*p. ex.* le foyer géométrique situé à ), mais se concentre plutôt à l'intérieur d'un certain volume de forme allongée qu'on nomme la zone focale. Les limites de cette zone sont habituellement fixées en identifiant la région de l'espace à l'intérieur de laquelle l'amplitude de l'onde atteint au moins la moitié ( dB) de l'amplitude maximale. Cette même figure montre aussi la longueur d'onde qui, pour la génération d'une onde sinusoïdale, est donnée par le rapport de la vitesse du son dans le milieu sur la fréquence de l'onde, c'est-à-dire :

$$\lambda = \frac{v}{f} \quad (2.1)$$

On peut démontrer, pour une propagation linéaire des ondes, que la zone focale sera toujours plus longue que large d'un facteur égal ou supérieur à 3.53 (voir annexe A). En effet, même si géométriquement il est possible que la distance focale soit égale à la moitié de l'ouverture ( pour le cas d'une source en demi-sphère), en réalité, la profondeur focale sera toujours supérieure à la demie-ouverture afin que la zone focale puisse atteindre les pierres situées à une certaine profondeur dans le corps humain. À titre comparatif, le tableau 2.1 présente les dimensions caractéristiques ainsi que l'amplitude de l'onde (pression positive ) au foyer géométrique pour des lithotriteurs de différents types utilisés en clinique (voir partie *Lithotritie* du tableau seulement).

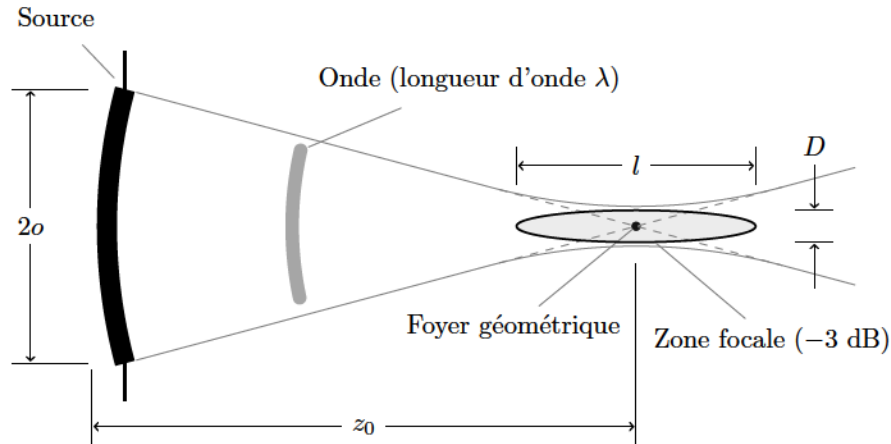


Figure 2.3 Dimensions caractéristiques d'une source semi-sphérique focalisée et de sa zone focale

Tel qu'anticipé, ce tableau montre que plus l'ouverture est importante, plus la zone focale est petite. De plus, on remarque que la longueur de la zone focale est toujours supérieure à son diamètre . Enfin, les lithotriteurs à grande ouverture et petite zone focale, comme le Modulith SLX-T et le Piezolith 3000, sont aussi ceux qui génèrent les plus fortes pressions positives .

La figure 2.4 montre l'évolution temporelle de la pression dans une onde de choc typique produite par un lithotriteur extracorporel [49]. L'onde de choc a une durée totale approximative de 5 s. L'onde débute par une augmentation très rapide de la pression jusqu'à la pression maximale . Cette quasi discontinuité de la pression (temps de montée de l'ordre de quelques nanosecondes) est appelée le choc et cette région de l'onde a la particularité de voyager plus rapidement que la vitesse locale du son dans le milieu de propagation. La pression retombe ensuite à zéro environ 1 s plus tard. Cette courte période de pression positive (compression) est suivie d'une période plus longue de 3 s à 4 s où la pression est négative (tension) et atteint une valeur minimale nommée . Peu importe le type de lithotriteur, l'amplitude de l'onde de tension ( ) est toujours inférieure à celle de l'onde de compression ( ) principalement à cause des effets non-linéaires de propagation [16]. On caractérise habituellement l'onde à partir des pressions extrêmes et et de certains intervalles de temps spécifiques tels que la montée , la descente et la durée de la portion positive . La définition complète de ces paramètres est donnée dans la légende de la figure 2.4.

La fragmentation d'une pierre n'est pas instantanée, mais elle est causée par la fatigue accumulée de la pierre assujettie à la succession de quelques milliers d'ondes de choc [139]. En effet, les imperfections inhérentes aux pierres provoquent des zones de concentration

Tableau 2.1 Taille de l'ouverture et caractéristiques du champ de pression généré par des lithotriteurs extracorporels utilisés en clinique [188, 205, 234], pour des appareils d'histotritie de laboratoire [65, 66] et un appareil de BWL [148]

Appareil—Compagnie/Laboratoire	Type	Ouverture <sup>a</sup> [2 $\sigma$ mm]	Profondeur focale [z <sub>0</sub> mm]	Zone -3 dB [D mm $\times$ l mm]	Pression $p^+$ [MPa]
<i>Lithotritie</i>					
HM3—Dornier Medical	EH	156	130	15 $\times$ 90	36
Econolith—Medispec Ltd.	EH	176	135	13 $\times$ 60	76
Litho Tron—Healtronics	EH	200	150	8 $\times$ 38	53
LithoDiamond—HMT-USA	EH	200	150	11 $\times$ 96	58
LithoSpace—AST	EH	178	140	20 $\times$ 160	38
LithoGold 380—MTS Medical	EH	—	165	20 $\times$ 101	37
STS—Medstone International	EH	150	150	12 $\times$ 90	48
Lithostar Multiline—Siemens Med. Sys.	EM	170	120	5 $\times$ 80	80
Modulith SLX-T—Karl Storz Litho.	EM	300	165	2.8 $\times$ 37	106
Compact Delta—Dornier MedTech	EM	140	150	4.7 $\times$ 57	55
DoLi S 220—Dornier MedTech	EM	220	150	2.5 $\times$ 41	99
Xinin XX-ES	EM	—	180	18 $\times$ —	30
Piezolith 3000—Wolf	PE	260	150	3 $\times$ 16	132
<i>Histotritie</i>					
[66]—Histo. Gr.   U du Michigan	PE	150	120	2.3 $\times$ 16	— <sup>b</sup>
[67]—Histo. Gr.   U du Michigan	PE	150	150	0.7 $\times$ 7.5	76
[68]—Histo. Gr.   U du Michigan	PE	—	150	2.1 $\times$ 12.3	$\approx$ 119 <sup>c</sup>
[69, chap. 7]—Histo. Gr.   U du Michigan	PE	250	150	2.0 $\times$ 6.3	$\approx$ 162 <sup>d</sup>
<i>BWL (Burst Wave Lithotripsy)</i>					
[148]—Départ. d'urol.   U de Washington	PE	80	54	7.6 $\times$ 32.4	6.5

a. La distribution de pression n'est pas uniforme à la sortie des générateurs électrohydrauliques (EH), mais suit plutôt une distribution gaussienne. Ainsi, l'ouverture *effective* est d'environ la moitié de l'ouverture physique (taille du réflecteur) donnée dans ce tableau [49]. C'est entre autres ce qui explique pourquoi, à ouverture physique égale, les lithotriteurs électrohydrauliques ont généralement une zone focale de plus grande taille que celles des lithotriteurs électromagnétiques (EM) ou des lithotriteurs piézoélectriques (PE).

b. Pression positive non rapportée, mais pression négative minimale de  $p^- = 24$  MPa.

c. Pression positive extrapolée linéairement pour une pression négative estimée  $p^- = 33$  MPa, avec  $p^+ = 76$  MPa pour  $p^- = 21$  MPa.

d. Pression positive extrapolée linéairement pour une pression négative estimée  $p^- = 45$  MPa, avec  $p^+ = 76$  MPa pour  $p^- = 21$  MPa.

de contrainte qui stimulent à leur tour la croissance de ces mêmes imperfections. Chaque onde qui les traverse transforme graduellement ces imperfections en microfissures. Ces microfissures évoluent finalement en fissures macroscopiques qui causent éventuellement la rupture de la pierre. On sépare habituellement les phénomènes responsables de la croissance de ces microfissures en deux catégories, soit ceux liés à la contrainte directe et ceux liés à la cavitation. La contrainte directe fait référence à l'impact de l'onde de choc sur la pierre et l'évolution subséquente des contraintes à l'intérieur de celle-ci. La cavitation est quant à elle un phénomène agissant à la surface des pierres et fait référence à la dynamique des microbulles de gaz évoluant dans l'urine entourant la pierre qui sont initiées par l'onde de tension du pulse de pression (voir  $p^-$  à la figure 2.4) puis perturbées par

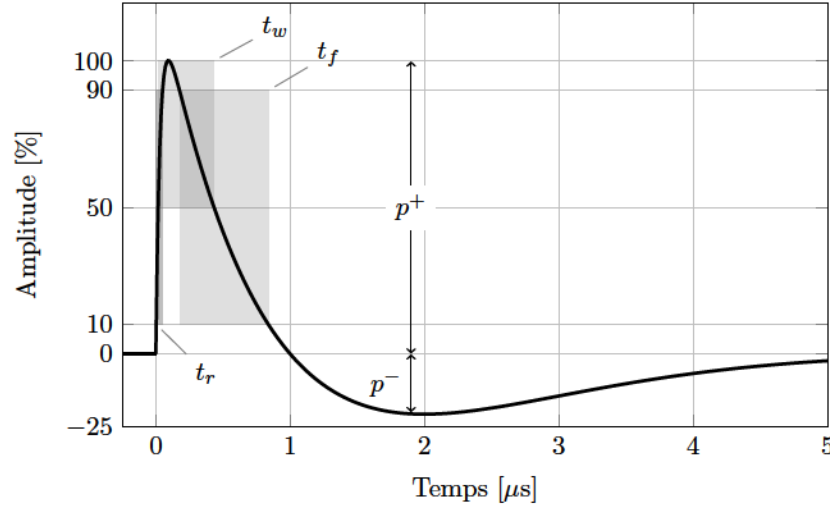


Figure 2.4 Trace temporelle de la pression en pourcentage d'une onde typique au point focal d'un lithotriteur. Définition des variables :  $t_r$  : temps de montée (de 10 à 90 % de l'amplitude),  $t_w$  : largeur du pulse (intervalle de temps au dessus de 50 % de l'amplitude),  $t_f$  : temps de descente (de 90 à 10 % de l'amplitude),  $p^+$  : pression maximale atteinte et  $p^-$  : pression minimale atteinte

l'onde de compression ( ) [149]. Zhu *et coll.* [293] concluent que la contrainte directe et la cavitation ont chacun un pouvoir de fragmentation limité lorsqu'elles agissent individuellement. Par contre, une fois combinée, elles travaillent en synergie, d'abord pour morceler la pierre en fragments millimétriques (contrainte directe) et ensuite pour réduire la taille de ces fragments par érosion (cavitation) et ainsi favoriser leur évacuation naturelle avec l'urine.

Tout comme le béton, les calculs urinaires sont moins résistants à une contrainte en tension qu'ils ne le sont pour une contrainte en compression. De plus, la structure lamellaire propre à certaines pierres leur confère très peu de résistance aux ondes de cisaillement [242]. Puisqu'il est très difficile d'observer la distribution des contraintes à l'intérieur même d'une pierre, Cleveland et Sapozhnikov [47] ont développé un modèle numérique du phénomène qui simule la progression de la contrainte directe dans des pierres sphériques et cylindriques. Ils concluent leur étude en affirmant que les ondes de cisaillement générées par l'interaction de l'onde de choc avec les parois latérales de la pierre sont les principales responsables du morcellement des pierres. Ces conclusions ont aussi été vérifiées expérimentalement par Sapozhnikov *et coll.* [219]. L'apparition de ces ondes de cisaillement n'est cependant possible que si le front d'onde effectif est plus large que la pierre. À cet effet, la figure 2.5 reprend un graphique de Cleveland et Sapozhnikov [47] qui montre l'évolution des contraintes maximales en tension, compression et cisaillement en fonction du rapport de taille de la zone effective et de la pierre. On remarque que les contraintes sont maxi-



males au sein de la pierre si la zone effective est plus grande que la pierre. Cleveland et Sapozhnikov [47] concluent également que le temps de montée (voir à la figure 2.4) de l'onde de choc est un facteur qui a une grande influence sur les contraintes maximales. Ainsi, à énergie égale, une onde de choc induit des contraintes dans la pierre plus grandes qu'une onde acoustique sans choc et a par conséquent un meilleur pouvoir de fragmentation. Ces travaux expliquent pourquoi les lithotriteurs cliniques présentant une zone effective très large et une augmentation quasi-instantanée de la pression—tel que le HM3 de Dornier®—sont les appareils qui ont eu le plus grand succès clinique.

Il est maintenant établi que les contraintes induites au sein de la pierre sont moindres lorsque la zone focale est plus petite que la pierre, mais elles ne sont pas nulles pour autant. Ainsi, une onde de choc fortement focalisée, c'est-à-dire produisant une zone effective plus petite que la pierre, induit des contraintes de tension et de cisaillement à la surface de la pierre qui produisent des microfissures et ultimement un cratère à la surface de la pierre [73]. La contrainte directe agit donc de différentes manières sur la pierre dépendamment de la taille du front d'onde par rapport à la taille de la pierre.

Contrairement aux solides, les fluides ne supportent pas les contraintes en tension. Ainsi, lorsque la pression à l'intérieur d'un fluide descend sous un certain seuil, le fluide s'évapore et forme des bulles de gaz ; c'est le phénomène de cavitation [250]. Ces bulles apparaissent préférentiellement où il y a présence d'hétérogénéités dans le fluide. Ces hétérogénéités sont généralement des microbulles ou de microparticules solides qui peuvent être soit en suspension dans le fluide ou soit en contact avec une paroi solide. Les pressions négatives rencontrées en LEOC (voir à la figure 2.4) sont largement suffisantes pour générer de la cavitation [50]. Plusieurs études ont démontré l'importance de la cavitation dans le processus de fragmentation des calculs en LEOC en réalisant des expériences où la cavitation avait été artificiellement réduite ou supprimée. Ainsi, que ce soit (i) en remplaçant l'eau par un liquide plus visqueux [219, 293], (ii) en protégeant la portion de la cible exposée à la cavitation [100], (iii) en imposant une pression statique dans le fluide de manière à ce que la pression ne provoque pas de cavitation [57, 218] ou (iv) en modifiant la signature temporelle de l'onde (onde de tension précédant l'onde de compression) [28], on a observé que le nombre requis d'ondes de choc pour fragmenter une pierre augmente substantiellement en l'absence de cavitation.

La présence de microbulles en bordure d'une pierre n'est pas un mécanisme de fragmentation en soit, mais c'est leur changement de taille rapide culminant avec leur effondrement violent qui provoque l'érosion en surface des pierres. Bien qu'initié par le passage de la portion négative du pulse de pression, le cycle des bulles est un processus complexe qui est

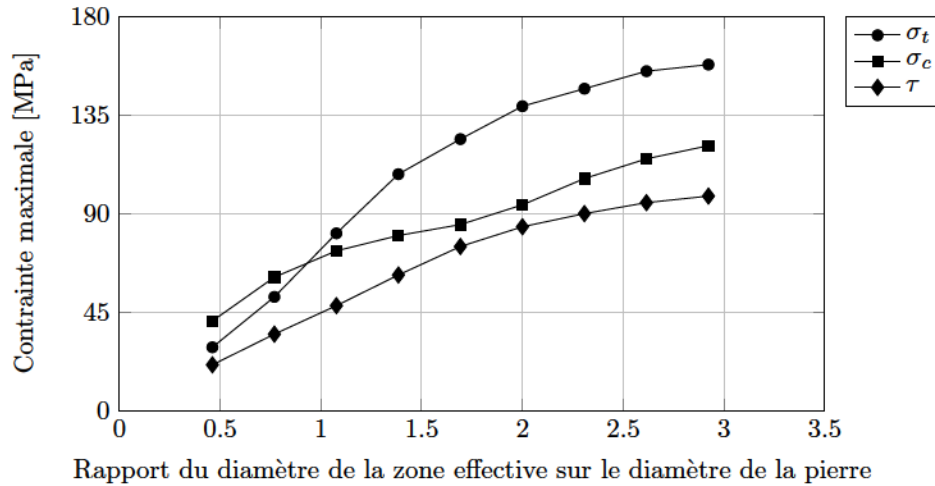


Figure 2.5 Influence simulée de la largeur de la zone effective par rapport au diamètre d'une pierre cylindrique sur les contraintes maximales induites dans la pierre ( : tension, : compression et : cisaillement)—Graphique adapté de la figure 5 de l'article de Cleveland et Sapozhnikov [47].

influencé par une multitude de paramètres tels que : (i) la taille initiale des bulles, (ii) leur position par rapport aux autres bulles [196], (iii) la température et la viscosité du fluide, (iv) la concentration des gaz dissous dans le fluide, (v) la position des bulles par rapport à la pierre, (vi) la constitution et la forme de la pierre, (vii) l'évolution temporelle de l'amplitude de l'onde de pression qui les traverse, etc. Pour que le phénomène de cavitation se manifeste, la pierre doit nécessairement baigner dans un fluide (urine) [81, 82]. En effet, certaines études concluent que l'absence d'un bain d'urine autour des pierres coincées dans l'uretère expliquerait pourquoi ces pierres sont souvent plus difficiles à fragmenter que celles situées dans le rein [184].

Les effondrements successifs des bulles de cavitation sont des événements très destructeurs, mais dont la portée est très limitée [196]. Ainsi, les microjets de liquide et les ondes de choc secondaires ne participent pas à la fragmentation macroscopique des pierres, mais provoquent l'érosion et l'apparition de piqures sur les surfaces exposées aux ondes de choc incidentes [50, 196]. Ces trous et fissures microscopiques agissent comme des zones de concentration de contrainte qui affaiblissent la pierre et la rendent plus vulnérable aux ondes de choc subséquentes. De plus, le phénomène de cavitation s'amplifie de lui-même alors que les sites de nucléation de bulles se multiplient avec l'apparition de petits fragments de pierre et le changement d'état (*p. ex.* augmentation de la rugosité) de leur surface. Il est aussi probable que du liquide réussisse à s'infiltrer à la surface des pierres, en empruntant des microfissures, et crée des sites propices à l'apparition de cavitation au sein même de la pierre. Ainsi, quand les microbulles prisonnières de ces fissures entament

leur cycle d'expansion, elles forcent l'ouverture de ces fissures en générant de grandes contraintes en tension à leur base [57, 83].

La cavitation a une importance croissante sur l'issue du traitement à mesure que la taille des fragments résiduels de la pierre diminue [293]. En effet, alors que la propagation de la contrainte directe est supprimée lorsque la taille des fragments s'approche de la longueur d'onde du pulse, le phénomène de cavitation demeure indépendant de la taille de la pierre [47]. Ainsi, la cavitation est le principal, sinon le seul, mécanisme responsable de la réduction des pierres en deçà de la taille requise pour qu'elles soient spontanément évacuées par les voies naturelles [293].

Le nuage de bulles créé à la suite de l'effondrement final de chaque bulle a été mis en évidence récemment par Pishchalnikov *et coll.* [197] et son comportement pourrait bien expliquer pourquoi les traitements de LEOC sont réputés être plus efficaces quand les ondes sont émises à une fréquence de 0.5 Hz ou 1 Hz plutôt qu'à 2 Hz [88, 92, 153, 178, 185, 192, 193]. En effet, quand le délai entre deux ondes de choc devient trop court, le gaz contenu dans les bulles n'a pas le temps de diffuser vers le fluide ; ces bulles non dissoutes sont de nouveau traversées par l'onde de choc suivante qui, à la fin du cycle, en multiplie le nombre. Intuitivement, il semble souhaitable de maximiser la quantité de bulles à proximité de la pierre afin de maximiser l'impact de la cavitation et ainsi accélérer la fragmentation de la pierre. Cependant, cette astuce n'est valide que si l'onde de choc n'est pas altérée quand elle traverse le nuage de cavitation ; ce qui n'est pas le cas. En effet, en quantité suffisante, les microbulles absorbent la portion négative de l'onde de pression lors de leur cycle d'expansion ce qui réduit l'effet de tension du pulse et nuit considérablement à la fragmentation de la pierre [149, 195]. Cette observation explique pourquoi, il semble actuellement inutile, voir même contre-productif, de tenter de traiter les patients plus rapidement en administrant des ondes de choc (profil de pression typique présenté à la figure 2.4) à une fréquence supérieure à 1 Hz.

Il n'existe pas de recommandation stricte sur le nombre d'ondes de choc qui devraient être administrées durant une séance. La taille de la pierre et son type, ainsi que l'anatomie du patient, sont autant de facteurs déterminants dans le nombre requis d'ondes de choc [157, 187, 261]. Une observation attentive de la progression du cas doit être faite tout au long de la procédure à l'aide des moyens disponibles d'imagerie (*p. ex.* rayons-X ou ultrasons) afin de supporter la décision d'arrêter ou de continuer le traitement. Chaussy et Tiselius [37] recommandent de continuer le traitement lors d'une séance ultérieure si la pierre n'a pas été adéquatement désintégrée après 4000 ondes de choc, ce qui représente une durée

---



de traitement d'environ 60 minutes à la fréquence d'émission recommandée d'une onde de choc par seconde (1 Hz).

## 2.2 Limitations actuelles de la LEOC

Chaussy et Tiselius [37], deux piliers de l'industrie de la LEOC ayant chacun plus de 30 ans d'expérience dans le domaine, ont récemment publié un guide sur les meilleures pratiques à adopter pour l'optimisation de l'issue des traitements de LEOC. Tel que décrit dans leur article, les traitements de LEOC ne réussissent généralement que lorsque certaines précautions fondamentales sont respectées [36, 147, 254]. Selon eux, le fait de négliger ces principes de base est certainement le facteur le plus important qui explique pourquoi plusieurs centres qui offrent des traitements de LEOC ont échoué dans les dernières années à reproduire les taux de succès rapportés durant les premières (*belles*) années de cette technologie [71, 76, 90, 207, 284]. Ils ajoutent que la LEOC doit être vue et traitée comme n'importe quelle autre procédure médicale, c'est-à-dire qu'elle requière compétence et expérience de la part de l'opérateur surtout pour les cas complexes [123, 243].

À l'opposé, la perception actuelle de la LEOC est que l'appareil devrait prodiguer le traitement presque qu'automatiquement, ne requérant qu'une intervention minimale de la part de l'opérateur [255]. Or, les lithotriteurs actuels sont encore loin d'offrir ce niveau d'autonomie. Ainsi, les opérateurs non expérimentés se fient beaucoup à l'appareil et obtiennent souvent des résultats décevants les amenant rapidement à se tourner vers des solutions plus invasives comme la URS ou la NLP. Nous croyons donc que la re-popularisation de la LEOC se fera seulement si l'appareillage devient plus autonome et plus efficace pour un plus large éventail de cas. Les paragraphes suivants énumèrent les lacunes actuelles des traitements de LEOC. La compréhension de ces lacunes est le point de départ pour l'identification des opportunités d'amélioration de la technologie.

**Multi-séance** Un premier inconvénient de la LEOC est qu'il est occasionnellement nécessaire que le patient revienne pour une deuxième ou même une troisième séance de traitement [169]. Bien que certains experts argumentent que le besoin pour de multiples séances est une conséquence même du mécanisme d'action des ondes de choc et ne devrait donc pas être considéré comme un échec du traitement [37, 140, 207], il n'en demeure pas moins qu'une seule séance serait préférable à la fois pour le patient et pour le centre de traitement. Les cas requérant plus d'une séance sont multiples. D'abord, l'efficacité des lithotriteurs étant limité dans certains cas difficiles, la règle est qu'il est préférable de re-traiter ultérieurement le patient plutôt

que de l'exposer à un risque inutile d'hémorragie ou traumatisme tissulaire à cause d'une *surdose* d'ondes de choc. Ainsi, l'amélioration de l'efficacité et de l'innocuité du traitement permettrait vraisemblablement de réduire le nombre de cas où une deuxième session est requise. Ensuite, la désintégration des pierres produit des fragments qui sont généralement évacués naturellement. Cependant, il arrive à l'occasion que ces fragments s'accumulent dans l'uretère et l'obstruent nécessitant une séance supplémentaire de LEOC pour déloger les fragments problématiques [37]. Les pierres ayant un index de dureté [211] élevé—index calculé à partir de l'occurrence des types de cristaux qui les composent, comme les brushites, les cystines et les oxalates de calcium monohydrate (COM), nécessitent plus d'énergie pour leur désintégration et donc souvent plus d'une séance de LEOC. Par exemple, Tiselius et Chaussy [255] rapportent que quatre (4) séances de LEOC ont été nécessaires pour le traitement d'une pierre de très grande taille de type COM (pierre *dure*), le patient ayant refusé tout traitement invasif.

**Traitements auxiliaires parfois invasifs** Un deuxième inconvénient de la LEOC est qu'elle nécessite parfois des traitements complémentaires qui eux sont invasifs et donc qui s'éloignent de la philosophie d'un traitement totalement non invasif. Dans certaines conditions, on conseille d'insérer une endoprothèse ou *stent* dans l'uretère avant d'initier le traitement de LEOC afin de faciliter le passage des fragments produits [260]. Des fragments résiduels peuvent aussi rester coincés dans le calice inférieur du rein après le traitement [135, 255]. Bien que les conséquences de l'évolution des fragments dans le temps est difficile à prédire, le risque demeure élevé qu'ils prédisposent à une récurrence hâtive des pierres [253]. Pour maintenir le concept de thérapie non invasive, la technique de l'inversion (DIVE) a été introduite afin d'améliorer l'élimination des fragments résiduels coincés dans le rein [41, 129, 136]. En bref, cette technique consiste à mettre le patient tête en bas et de pratiquer des manipulations afin de déloger les fragments du calice inférieur du rein afin qu'ils parviennent à l'uretère. Certains auteurs n'ont cependant pas eu beaucoup de succès avec la technique DIVE et il reste toujours des cas où les fragments doivent être délogés par des techniques invasives (*p. ex.* URS ou NLP) [11] ce qui va à l'encontre de la philosophie non-invasive de la LEOC.

**Limitation sur la taille des pierres** Un troisième inconvénient de la LEOC est qu'elle ne permet pas de traiter adéquatement des pierres de grande taille [115]. La taille maximale considérée comme compatible avec la LEOC est de 20 mm de diamètre [260]. Des pierres jusqu'à 30 mm de diamètre sont occasionnellement traitées si elles ont une dureté faible [122]. Ainsi les techniques invasives comme l'URS et la NPL sont

préférées pour les pierres de grande taille et spécifiquement celles qui sont réputées *dures* de types brushite ou cystine [211]. Tel que discuté précédemment, il est maintenant établi que les contraintes induites dans la pierre sont maximales—et donc que la fragmentation des pierres est favorisée—lorsque la zone effective du lithotriteur est plus grande que la pierre (se référer à la figure 2.5). Or, aucun des multiples lithotriteurs commerciaux répertoriés au tableau 2.1 ne présente une zone focale supérieure à 20 mm (voir valeur de ). L'efficacité des lithotriteurs actuels est donc compromise pour les pierres ayant un diamètre supérieur à 20 mm.

**Efficacité dépendante de l'anatomie** Un quatrième inconvénient de la LEOC est que l'efficacité du traitement dépend de l'épaisseur des tissus situés sur le chemin des ondes de choc, soit entre la peau et la pierre [111, 187]. Ainsi, il a été démontré que les chances de succès sont réduites lorsque la distance peau-pierre est supérieure à 100 mm, comme c'est souvent le cas pour les patients souffrants d'obésité morbide [181, 183, 267]. Thomas et Cass [249] ont modifié un lithotriteur commercial afin d'allonger sa portée de sorte que la zone focale soit à une profondeur supérieure à 150 mm et puisse se superposer à la pierre chez un patient obèse. Leur montage leur a permis d'obtenir un taux de succès comparable à ceux publiés pour des patients ne souffrant pas d'obésité morbide. Pour adresser cette limitation, la compagnie Storz Medical offre maintenant la possibilité de remplacer le générateur d'ondes de choc sur leur Modulith SLX-F2 afin d'étendre la portée de la zone focale de 165 cm à 180 cm [7]. L'allongement de la profondeur focale n'est cependant pas toujours suffisante alors que les ondes sont davantage atténuées lorsqu'elles traversent des tissus plus épais [185]. Bref, les lithotriteurs actuels sont très peu flexibles en ce qui concerne leur zone focale et donc s'adaptent peu à l'anatomie spécifique du patient traité.

**Zone focale fixe** Un cinquième inconvénient de la LEOC est l'absence de compensation pour le mouvement de la pierre. En effet, pour le traitement des pierres dans le rein ou l'uretère proximal (à la base du rein), le pourcentage d'ondes de choc atteignant la pierre est parfois bas à cause du déplacement de la pierre induit par les mouvements respiratoires du patient [55, 173, 223, 237, 239]. L'amplitude du déplacement de la pierre peut être substantiel alors que Yucel *et coll.* [280] ont observé un déplacement total moyen de  $\text{mm}^1$  *in vivo*. Les déplacements rapportés par Sorensen *et coll.* [239] étaient plus modestes à  $\text{mm}$ . Ces derniers concluent cependant que seulement 60 % des ondes de choc émises ont effectivement atteint la

---

1. Un déplacement de  $\text{mm}$  signifie que la pierre se déplace de  $\text{mm}$  dans une direction et de  $\text{mm}$  dans la direction opposée ; le déplacement total étant alors de  $\text{mm}$ .

---

cible dans ces conditions. Un pourcentage similaire d'efficacité (55 %) est rapporté par Harrogate *et coll.* [98] pour le traitement *in vivo* de pierres au rein avec le Storz Modulith SLX-F2 configuré pour utiliser la zone focale de grande taille tel que suggéré par le manufacturier pour le traitement de pierres au rein. Cleveland *et coll.* [45] ont montré *in vitro* qu'un déplacement oscillatoire de      mm réduit de manière significative la vitesse de fragmentation d'une pierre, alors que l'effet est dramatique pour un déplacement supérieur à      mm où 75 % des ondes de choc émises ont manqué la cible<sup>2</sup>. En clinique, on recommande de faire coïncider la zone focale du lithotriteur avec la pierre durant la phase d'expiration du cycle de respiration [37], probablement parce que c'est à cette position que la pierre se retrouvera la majorité du temps durant le traitement. De plus, il a été démontré que le taux de succès en LEOC est en corrélation avec le temps de fluoroscopie [173], suggérant que d'utiliser la fluoroscopie régulièrement afin de maintenir un ciblage optimal de la pierre est un aspect important pour le succès de la procédure.

**Lésions tissulaires** Un sixième inconvénient de la LEOC pour le traitement une pierre au rein est qu'elle résulte invariablement en des contusions plus ou moins prononcées aux tissus du rein [30, 37]. En effet, bon nombre d'essais cliniques et d'études animales ont révélé qu'une dose d'ondes de choc suffisante pour fragmenter une pierre au rein cause invariablement un traumatisme au rein [51, 79, 146]. En effet, la taille de la zone effective de forme allongée typique aux lithotriteurs (voir figure 2.3) fait en sorte que la déposition d'énergie n'est pas limitée à la pierre. Par exemple, les zones focales des lithotriteurs commerciaux ont typiquement une longueur supérieure à 50 mm (se référer au tableau 2.1) signifiant que le rein est exposé aux ondes de choc sur toute sa largeur [234]. Par ailleurs, les mouvements de la pierre induits par la respiration du patient impliquent que la pierre se situe la majeure partie du temps en dehors de la zone effective du lithotriteur et donc qu'en majorité, les ondes de choc sont dirigées directement vers les tissus sains [32, 45, 248]. Les blessures qui en résultent peuvent être sévères et mener à des complications à plus long terme comme l'hypertension, le diabète et la formation/récurrence de pierres *dures* de type brushite [109, 120, 134, 182]. Quoique la sévérité des dommages augmente avec la dose d'ondes de choc reçue, il est actuellement difficile de suivre l'évolution de la pierre durant le traitement et de prévenir les cas de sur-traitement [177]. Il est généralement admis que le mécanisme principalement responsable des blessures aux tissus en LEOC est la cavitation [127]. De plus, certaines observations permettent de croire

---

2. Cleveland *et coll.* [45] ont utilisé un lithotriteur populaire à zone focale étroite, le Modulith SLX de Storz, pour leur étude.

---

que la proximité (        m) des grandes variations de contrainte imposées par l'onde de choc seraient responsables d'un autre mécanisme d'occurrence de lésions que l'on attribue aux ondes de cisaillement induites. Les minces couches de tissus hétérogènes ayant des vitesses du son différentes induisent aussi des contraintes de cisaillement suffisamment importantes pour endommager les tissus [138, 234]. Comme les tissus sont reconnus pour être plus robustes face aux contraintes de compression isotrope qu'aux contraintes de cisaillement, tout phénomène générant des contraintes de cisaillement est considéré comme participant à la destruction des tissus. La cavitation agit un peu différemment en présence de tissus qu'à proximité d'une pierre au rein. Tel que mentionné précédemment, la cavitation requière la présence d'un fluide de nucléation pour soutenir la formation, l'expansion et l'effondrement des bulles de gaz. Ainsi, on croit que le sang présent dans les tissus joue le même rôle que l'urine entourant les pierres. Par contre, puisque les vaisseaux sanguins exposés aux ondes de choc sont de petite taille (        mm), il est peu probable qu'une bulle puisse y subir un cycle complet d'expansion-effondrement [289]. Cependant, il est possible que le vaisseau sanguin se rupture durant la phase d'expansion explosive. Cette hypothèse est appuyée par certaines observations selon lesquelles les capillaires—vaisseaux sanguins de très petite taille—sont affectés les premiers puisqu'ils subissent une plus grande force d'expansion que les vaisseaux de plus gros calibre [103, 289, 291]. Finalement, les mini-bassins de sang créés à la suite de la rupture des vaisseaux sanguins adjacents donneraient naissance à de nouvelles zones de nucléation suffisamment grandes pour contenir les bulles durant un cycle complet de cavitation impliquant la génération de microjets de liquide projetés à haute vitesse et d'ondes de choc secondaires destructrices. On admet aussi que si la cavitation peut provoquer la rupture de vaisseaux sanguins, elle peut aussi certainement *déchirer* d'autres structures de tissus semblables [234]. Le problème est que la cavitation joue aussi un rôle crucial dans le processus de désintégration des pierres et que le fait de la supprimer diminue drastiquement l'efficacité de fragmentation [15, 53, 212, 219, 221, 271, 293]. Inversement, Xi et Zhong [271] ont démontré qu'en stimulant la cavitation à l'aide d'une source auxiliaire, l'efficacité de fragmentation était nettement améliorée.

**Saturation de l'efficacité** Un septième inconvénient de la LEOC est qu'on semble avoir atteint un point de saturation dans la vitesse à laquelle les pierres peuvent être fragmentées avec les lithotriteurs actuels. En effet, il a été maintes fois démontré que la fragmentation des pierres est améliorée lorsque le nombre d'ondes de choc émisent par minute est réduit de 120 à 60, soit lorsque la fréquence d'émission est réduite de 2 Hz à 1 Hz [92, 185, 192, 193, 226, 264]. Ce comportement est attribuable



au phénomène de blindage communément associé à la LEOC où un nuage de bulles se forme graduellement entre la zone focale et la source d'ondes de choc, nuage qui atténue la partie négative de l'onde de choc incidente et donc réduit l'activité et l'efficacité de la cavitation à la surface de la pierre [192, 193]. Une fois le nuage formé, il est maintenu par chaque onde de choc émise si la période de répétition des ondes de choc est plus courte que le temps requis aux bulles pour se dissoudre [272, 273]. Maxwell *et coll.* [149] ont démontré que lorsque la partie positive de l'onde de choc frappe ces bulles, l'onde réfléchie est inversée, c'est-à-dire que  $\sigma$  devient  $-\sigma$  et que  $\rho$  devient  $-\rho$ . Cette onde réfléchie-inversée possède alors une forte composante négative qui promeut la cavitation en amont du nuage initial de bulles. Ainsi, le processus se renforce de lui-même jusqu'à ce que le nuage s'étende en dehors de la zone focale où la pression devient trop faible pour générer davantage de cavitation. Par conséquent, il est impossible actuellement de réduire le temps de traitement typique ou d'accélérer la vitesse de fragmentation d'une pierre de grande taille simplement en augmentant le nombre d'ondes de choc envoyées par seconde.

**Passage des fragments** Un huitième inconvénient de la LEOC est que les fragments produits sont parfois volumineux et leur passage peut être douloureux [105, 225, 283, 287]. En effet, contrairement à l'URS (ou la NLP) où les fragments sont aspirés durant la procédure, la LEOC compte sur le fait que les fragments seront évacués naturellement avec l'urine. On recommande de clore une séance de LEOC lorsque la fragmentation de la pierre est considérée optimale ou lorsqu'on juge que l'administration d'une dose supplémentaire sera sans effet sur la pierre [37]. Ainsi, la décision d'arrêter une séance de LEOC est subjective et n'est pas basée sur une taille spécifique de fragments.

Présentés sous cette forme, les inconvénients de la LEOC apparaissent nombreux et limitants. Cependant, chacun de ces inconvénients peut être considéré comme une opportunité d'amélioration de la procédure. D'abord, un lithotriteur plus efficace permettrait certainement de réduire le nombre de cas où plus d'une séance est nécessaire et même réduire les cas où on doit recourir à des procédures auxiliaires invasives pré- ou post-traitement. Cependant, puisque qu'on semble avoir atteint un point de saturation au niveau de l'efficacité en raison de l'effet de blindage expliqué ci-dessus, il semble qu'une nouvelle approche soit nécessaires pour y parvenir. Une partie de la solution réside certainement dans une approche où chaque onde de choc émise est efficacement dirigée sur la pierre même si celle-ci se déplace sous l'effet des mouvements respiratoires. De plus, les pierres de tous types et de toutes tailles devraient pouvoir être traitées. L'amélioration de l'efficacité devrait

---

aussi inclure la réduction de la taille des fragments produits afin de limiter les cas où les fragments restent bloqués dans l'uretère et requièrent une intervention supplémentaire. De plus petits fragments permettraient aussi de faciliter leur passage lors de l'évacuation et ils seraient aussi potentiellement évacués naturellement et spontanément du calice inférieur du rein. En terminant, il va de soit que la zone effective de l'appareil devrait être limitée à la zone occupée par la pierre afin de prévenir les dommages collatéraux aux tissus sains environnants, et ce, peu importe l'anatomie du patient.

Adresser l'ensemble de ces limitations en une seule itération d'appareil est ambitieux, mais il apparaît important d'avoir une vue d'ensemble de la problématique afin de proposer une solution qui aura le potentiel d'améliorer significativement ce type de traitement.

## 2.3 Concepts modernes en LEOC

Plusieurs approches ont vu le jour au cours des dernières années afin de pallier aux limitations de la LEOC. Cette section présente un résumé des concepts modernes regroupés en cinq (5) catégories : (i) le ciblage des pierres, (ii) la surveillance de l'efficacité du traitement, (iii) les zones focales multiples, (iv) la domestication de la cavitation et (v) la lithotritie par train d'ondes.

### 2.3.1 Suivi en temps réel des pierres (ciblage)

Déjà en 1998, Orkisz *et coll.* [174] proposaient une manière d'augmenter l'efficacité de la LEOC, et de réduire ses effets secondaires, en modifiant la tête d'un lithotriteur de sorte que sa zone effective se superpose automatiquement et en temps réel à la position de la pierre. Pour ce faire, ils ont monté un générateur électrohydraulique (EH) sur des axes motorisés de manière à ce que son orientation puisse être contrôlée par un logiciel durant le traitement. Alors que le prototype original permettait d'évaluer la position de la pierre dix (10) fois par seconde par échographie, le positionnement de la zone effective n'était corrigé qu'à une fréquence beaucoup plus basse [174]. Chang *et coll.* [32] ont poursuivi le développement de cette technologie afin d'améliorer la réactivité du système de positionnement et la rapidité de l'algorithme de localisation de la pierre jusqu'à pouvoir suivre la pierre en temps réel [144]. Il a même été démontré *in vitro* que, pour un nombre donné d'ondes de choc, la fragmentation est près de deux (2) fois plus efficace quand la zone effective suit la pierre par rapport à une zone focale fixe [33]. La compagnie LiteMed a jugé que cette avancée technologique était suffisamment importante pour justifier la commercialisation récente d'un nouveau type de lithotriteur intelligent, le LM-9200 ELMA, capable d'orienter le générateur de manière à ce que la zone effective et la pierre se superposent

---



en tout temps [38]. C'est, à notre connaissance, le seul lithotriteur disponible en clinique qui offre cette option, mais il ne semble pas avoir encore d'études disponibles démontrant la supériorité ou l'infériorité de cet appareil en termes d'efficacité et d'effets secondaires.

Avec les mêmes objectifs, Thomas *et coll.* [248] ont fait la démonstration *in vitro* qu'il était possible de cibler précisément, et en temps réel, une pierre en mouvement avec un réseaux de cent vingt-et-un (121) transducteurs piézoélectriques et soixante-quatre (64) canaux indépendants fonctionnant en mode pulse-écho par retournement temporel [85]. Bien que ce concept de poursuite ait été démontré avec succès, aucun lithotriteur commercial équipé de cette technologie n'a encore été proposé. Plusieurs éléments peuvent expliquer cette absence. D'abord, comme pour tous les lithotriteurs piézoélectriques, la puissance acoustique des transducteurs est limitée ce qui nécessite un nombre important (plusieurs centaines) d'éléments fonctionnant de manière synchronisée afin d'atteindre la densité d'énergie nécessaire à la fragmentation d'un calcul urinaire.

Shoar *et coll.* [231] ont réussi à localiser une pierre avec une incertitude de 4 mm (     mm) en utilisant un anneau focalisé composé de vingt-deux (22) transducteurs piézoélectriques de 19 mm de diamètre chacun et ayant une fréquence centrale basse comparée à celle des sondes échographiques (     MHz *vs* 3—7 MHz). Cette précision est maintenue pour un déplacement maximal de     mm par rapport au foyer géométrique de l'anneau, ce qui est représentatif du mouvement typique d'une pierre durant un traitement de LEOC. La précision de localisation est aussi maintenue lorsque le nombre de transducteurs est réduit à seulement onze (11). À notre connaissance, il semble que la robustesse de leur méthode n'ait cependant pas été vérifiée *in vivo* alors que la présence de structures complexes de tissus pourrait potentiellement interférer avec la propagation des ondes. À cet effet, Kracht [119] a développé une méthode de localisation hybride utilisant aussi des transducteurs piézoélectriques *basse* fréquence permettant de compenser pour les aberrations introduites par les tissus biologiques.

Malgré leur coût élevé de fabrication, la grande polyvalence des réseaux de transducteurs à canaux indépendants permet d'envisager de nouvelles possibilités pour les prochaines générations de lithotriteurs. En effet, alors que Thomas *et coll.* [248], et plus récemment Tanter *et coll.* [246], ont démontré qu'un réseau de transducteurs indépendants permettait de déplacer la position de la zone effective en modulant les signaux d'émissions, Chitnis *et coll.* [42] ont aussi montré que le contrôle précis du délai d'émission permet de façonner la taille et la forme de cette zone. Un tel niveau de contrôle de la zone effective est intéressant pour le développement des lithotriteurs. Il n'en demeure pas moins que le très grand nombre d'émetteurs requis pour accomplir la tâche, soit la désintégration d'un calcul urinaire, est

un frein majeur au développement d'une telle technologie. À cet effet, Montaldo *et coll.* [159] ont démontré qu'il est possible de produire des pulses de forte amplitude avec seulement sept (7) transducteurs piézoélectriques<sup>3</sup> jumelés à une cavité réverbérante métallique (barre d'aluminium) de 500 mm de long et 32 mm de diamètre. Inspiré des travaux de Roux et Fink [215] sur le retournement temporel dans les guides d'ondes, leur concept utilise les réverbérations à l'intérieur de la cavité pour *pomper* de l'énergie avec un nombre limité de transducteurs et ainsi simuler un réseau de transducteurs de plus grande envergure contenant beaucoup plus d'éléments. Bien que leur prototype ait démontré son efficacité à éroder des calculs urinaires synthétiques *in vitro* [160], l'inconvénient majeur de cette technologie réside dans la portée limitée de la zone effective (profondeur focale faible). En effet, la zone de haute pression de leur prototype de 32 mm de diamètre se situe à une distance correspondant à moins d'un diamètre de l'extrémité de la cavité réverbérante [159]. Or, tel que présenté au tableau 2.1, on sait que la portée des lithotriteurs cliniques se situe entre 120 mm et 165 mm. Conscients de cette limitation, Montaldo *et coll.* [160] annoncent, à la fin de leur article, qu'ils travaillent sur un prototype plus gros de 100 mm de diamètre à trente-deux (32) transducteurs, et donc offrant vraisemblablement une profondeur focale similaire à celle des lithotriteurs utilisés en clinique. Or, il est possible que leur principe de la cavité réverbérante ne puisse pas être extrapolé en taille sans impact sur les performances puisqu'il n'y a, à notre connaissance, aucune publication ni brevet mentionnant un tel appareil.

Ainsi, des efforts sont faits depuis plus de 20 ans afin d'identifier une méthode qui permettra de localiser avec précision une pierre en mouvement et, parallèlement, une méthode complémentaire permettant de focaliser les ondes à cette position. À noter, que l'ensemble des méthodes identifiées sont basées sur l'utilisation des ultrasons.

### 2.3.2 Surveillance en temps réel de l'efficacité des ondes de choc

La surveillance de l'évolution de la fragmentation des pierres en temps réel n'est pas possible par fluoroscopie à cause de la limite d'exposition aux rayons-X. De plus, une telle surveillance peut être difficile ou même impossible par échographie [128, 174, 240]. Comme alternative, Bohris *et coll.* [20] proposent de se servir du spectre d'un Doppler ultrasonique afin d'*écouter* si l'onde de choc envoyée a atteint ou raté sa cible. Ils ont observé que le signal mesuré par le Doppler après l'émission d'une onde de choc diffère en amplitude et en durée si l'onde de choc a atteint ou non la pierre. Les expériences *in vitro* et les essais cliniques ont tous les deux montré que cette méthode permet de distinguer de manière

---

3. Fréquence centrale :  $f_c = 1$  MHz et largeur de bande :  $\Delta f_{3\text{ dB}}/f_c = 0.75$ .

fiable si l'onde de choc a atteint la pierre ou non [20]. L'avantage de cette technique est qu'elle retourne une indication directe de la qualité du ciblage du lithotriteur et donc permettrait à l'opérateur du lithotriteur de faire les ajustements qui s'imposent. Leighton *et coll.* [128] proposent une autre solution au même problème en disposant des capteurs ultrasoniques à la surface de la peau du patient traité afin de quantifier la précision du ciblage de la pierre.

Ainsi, des efforts constants sont déployés afin d'améliorer les techniques courantes, ou en proposer de nouvelles, permettant de surveiller l'efficacité du traitement prodigué en temps réel. Ce travail est essentiel pour le développement futur de la LEOC pour prévenir les cas de sous-traitement, pouvant nécessiter des séances supplémentaires, ou à l'opposé, pour prévenir les cas de sur-traitement et/ou de mauvais ciblage, pouvant résulter en des lésions tissulaires plus ou moins graves.

### 2.3.3 Zones focales multiples

La zone focale des lithotriteurs conventionnels est fixe en position et en taille. Ainsi, on utilise généralement la même zone focale pour le traitement d'une pierre de 10 mm de diamètre située dans l'uretère que pour traiter une pierre de 20 mm située dans le rein, exposant souvent inutilement des tissus sains situés en périphérie de la zone à traiter. Il apparaît donc souhaitable de pouvoir moduler la taille de la zone focale en fonction de la taille et de la position de la pierre à traiter. Certains manufacturiers de lithotriteurs ont trouvé le moyen d'ajuster la largeur de la zone focale afin de s'adapter aux différentes applications cliniques [205]. Ainsi, le Modulith SLX-F2 (Storz Medical, Allemagne) obtient deux tailles de zone focales (            mm et            mm) en modifiant la durée du pulse sur une même source électromagnétique. Ils recommandent d'utiliser la petite zone focale pour le traitement des pierres urétrales et la grande zone focale pour les pierres au rein. Le Piezolith 3000 (Richard Wolf GmbH) offre quant à lui trois zones focales de 2 mm, 4 mm et 6 mm de largeur produites en variant le délai d'émission des éléments piézoélectriques du générateur [166]. Les bénéfices cliniques (performance et innocuité) de l'utilisation de ces appareils n'ont cependant toujours pas été démontrés alors qu'aucune étude comparative n'a encore été faite [205].

Ainsi, les manufacturiers proposent déjà des solutions afin de limiter l'exposition inutile des tissus sains aux ondes de choc. Ces solutions se limitent cependant à ajuster la taille de la zone focale dépendamment de la position et de la taille de la pierre à traiter, ce qui ne règle pas le problème où les ondes de choc manquent la cible lorsque la pierre se déplace.

---



### 2.3.4 Domestication de la cavitation

On sait que la cavitation est reconnue comme étant le mécanisme majoritairement responsable des lésions tissulaires en LEOC, mais la communauté scientifique conclut aussi que la cavitation joue un rôle essentiel au processus de désintégration des pierres. Plusieurs groupes de recherche considèrent cette dualité comme une opportunité de développement. Cette section présente les travaux les plus pertinents répertoriés sur le sujet.

Déjà en 2003, Sokolov *et coll.* [236] combinaient les zones focales de deux lithotriteurs électrohydrauliques pour créer une zone effective plus restreinte que celle des lithotriteurs conventionnels, l'objectif étant de réduire le volume de tissus exposés aux ondes de choc. Leurs expériences *in vitro* ont montré que la zone de tissus endommagés par la cavitation serait potentiellement réduite *in vivo* à la région où les zones focales des deux têtes de lithotriteur se rencontrent, donc à un volume restreint par rapport à la zone focale créée par un générateur unique. De plus, ils rapportent une augmentation de la fragmentation des pierres d'un facteur cinq (5) en combinant les deux générateurs, et ce, malgré une diminution du voltage d'excitation (15 kV *vs* 18 kV). Les lithotriteurs commerciaux Direx Duet (DirexGroup, Allemagne), et plus récemment le Duet Magna, proposent cette technologie en mode alterné. Bien que ce concept semble prometteur, une étude indépendante a montré *in vitro* que le nombre de pulses requis en mode alterné était supérieur (679 *vs* 601) et que ce type de lithotriteur n'offrait pas d'avantage concernant les dommages aux reins [96]. De plus, le peu de données cliniques disponibles confirment la sécurité et l'efficacité de ce type d'appareil, mais il n'a toujours pas été démontré qu'ils sont plus sécuritaires ni plus efficaces que les lithotriteurs à tête unique [205, 230].

Duryea *et coll.* [66] s'inspirent des succès récents en histotritie pour l'ablation ou le *fractionnement* de tissus [214, 274] et proposent d'utiliser des ultrasons pulsés et focalisés pour le traitement des calculs urinaires. L'histotritie consiste à créer puis à maintenir un nuage de cavitation à proximité d'un tissu afin d'en modifier la structure. Cette activité de cavitation est typiquement générée par des pulses ultrasoniques de courte durée, de forte pression négative (      MPa) et qui sont livrés à un taux de répétition relativement faible par rapport à la durée des pulses (cycle de travail de l'ordre de 0.1 % à 5 %) [66]. Pour leur démonstration *in vitro*, Duryea *et coll.* [66] ont utilisé un transducteur piézocomposite (      kHz) focalisé de 150 mm de diamètre et de 120 mm de profondeur focale (les paramètres de l'appareil sont résumés au tableau 2.1). Ils ont obtenu une vitesse d'érosion moyenne maximale de      mg/min sur un modèle de pierre artificielle reconnu (Ultracal 30) avec un pulse constitué de cinq (5) cycles (      MPa) et répété à un taux de 1000 pps. Ce résultat est similaire à la vitesse de fragmentation qu'ils rapportent pour le

lithotriteur commercial Piezolith 3000 (                      mg/min) fonctionnant à 2 pps et testé dans les mêmes conditions. Ils montrent aussi que la vitesse d'érosion augmente avec l'amplitude de la portion négative (                      ) du pulse, jusqu'à une valeur d'environ                      MPa où la vitesse d'érosion semble atteindre un plateau. Sans fournir d'explication, Duryea *et coll.* [67] rapportent, dans une autre publication sur le même sujet, une vitesse d'érosion plus de trois (3) fois plus lente (26 mg/min) pour un appareil et pour des conditions très similaires (Ultracal 30,                      MHz, 1000 pps,                      =21 MPa, voir tableau 2.1 pour le reste des paramètres). La différence majeure avec la LEOC conventionnelle est que l'histotritie mise sur la cavitation, un phénomène de surface qui érode graduellement la pierre en fine poudre (particule de moins de 100                      m) au lieu de fragmenter le volume de la pierre en morceaux de taille souvent supérieure à 1 mm. C'est un avantage majeur du côté clinique. En effet, les fragments résiduels de taille supérieure à 2 mm peuvent obstruer l'uretère et exposer le patient à un risque élevé de récurrence de pierres [84], ce qui ne semble pas être le cas pour des fragments réduits en poudre [282].

Contrairement à leurs publications précédentes où l'histotritie est considérée comme remplacement à la LEOC conventionnelle, Duryea *et coll.* [68] ont aussi considéré le potentiel de l'histotritie en tant que traitement complémentaire. Pour ce faire, ils ont jumelé une tête d'histotritie (                      kHz, 100 pps, 2 cycles par pulse, se référer au tableau 2.1 pour le reste des paramètres) à une tête de lithotriteur (équivalente à celle du HM3 de Dornier) et ont étudié *in vitro* l'effet de combiner des séances d'histotritie avec l'administration d'ondes de choc. Parmi toutes les combinaisons essayées, la fragmentation la plus complète (taille des fragments                      mm) a été observée lorsque la séance de LEOC (600 chocs à 1 pps) était suivie d'une séance d'histotritie (                      pulses à 100 pps). Ce résultat est expliqué par le fait que l'histotritie est un phénomène de surface et donc que son efficacité croît lorsque la surface exposée augmente. C'est exactement ce qui se produit dans la séquence optimale rapportée où les ondes de choc initient le processus en fragmentant la pierre en morceaux et où la cavitation complète la désintégration des pierres en érodant la surface maintenant exposée des fragments.

Une des limitations majeures de la LEOC est la saturation d'efficacité reliée à la présence de bulles de cavitation résiduelles (discutée à la section 2.2). En effet, alors que les bulles de cavitation dites *primaires* ont une durée de vie de l'ordre de 1 ms [48, 288, 290], les bulles de cavitation *secondaires* créées à la suite de l'implosion des bulles primaires peuvent prendre jusqu'à une seconde avant de se dissoudre [104, 189, 197]. Ainsi, lorsque les ondes de choc, ou les pulses d'histotritie, sont administrés à un taux supérieur à 1 pps, ces ondes traversent le champ de bulles créé par les ondes précédentes et sont ainsi atténuées avant d'atteindre

la cible ; c'est ce qu'on appelle le phénomène de blindage. Ces observations appuient les nombreuses études qui recommandent de limiter à soixante (60) le nombre d'ondes de choc administrées par minute en LEOC [113, 142, 165, 178, 226, 276]. À cet effet, Duryea *et coll.* [69] proposent une technique de suppression des bulles de cavitation résiduelles basée sur l'utilisation des ultrasons. Ils utilisent un transducteur piézocomposite non focalisé de 50 mm de diamètre et centré à \_\_\_\_\_ MHz pour créer une zone de suppression de la cavitation couvrant entièrement une zone traitée par histotritie (les paramètres de l'appareil d'histotritie sont présentés au tableau 2.1). Une onde de suppression sinusoïdale ( \_\_\_\_\_ MPa, durée : 1.5 ms) est envoyée avec un délai de 500 \_\_\_\_\_ s suivant chaque pulse d'histotritie afin de supprimer les bulles secondaires ou résiduelles tout en laissant le temps aux bulles primaires de cavitation d'imploser et d'éroder la pierre. L'effet le plus marqué a été obtenu pour l'administration du traitement d'histotritie à un taux de 100 pps. Dans ce cas, Duryea *et coll.* [69] rapportent une vitesse d'érosion 7.5 fois plus rapide ( \_\_\_\_\_ mg/min *vs* \_\_\_\_\_ mg/min) en utilisant la suppression forcée des bulles résiduelles de cavitation entre chaque pulse d'histotritie. Alavi Tamaddon *et coll.* [10] ont validé la technique avec un modèle animal *in vivo* pour une utilisation combinée avec un traitement de LEOC. Ainsi la fragmentation des pierres a été améliorée de 25 % à 75 % en forçant la suppression des bulles résiduelles de cavitation entre chaque onde de choc. Pour ce faire, ils ont intégré un réseau annulaire constitué de huit (8) transducteurs piézocomposites ( \_\_\_\_\_ kHz, non focalisé) autour de la tête d'un lithotriteur électrohydraulique activé à un taux de cent vingt (120) ondes de choc par minute (2 pps)<sup>4</sup>. Le pulse de suppression utilisé pour cette étude était une onde sinusoïdale ( \_\_\_\_\_ MPa) d'une durée de 16 ms. D'autres groupes de recherche tentent de résoudre la même problématique en utilisant des techniques différentes, que ce soit en déplaçant successivement la zone de cavitation entre chaque pulse [281] ou en limitant la partie positive du pulse d'histotritie de manière à limiter la prolifération des bulles résiduelles [176]. Tous ont cependant le même objectif : augmenter la vitesse d'érosion des pierres.

Enfin, d'autres groupes de recherche travaillent à optimiser le pouvoir destructif de la cavitation en utilisant des séquences ultrasoniques composées de différences fréquences. Par exemple, Yoshizawa *et coll.* [279] décrivent une technique où un nuage de cavitation est d'abord initié à la surface de la pierre avec une onde à haute fréquence et basse amplitude (3.82 MHz, \_\_\_\_\_ MPa, durée : 50 \_\_\_\_\_ s) qui est immédiatement suivie d'une onde de fréquence plus faible, mais d'amplitude plus élevée (545 kHz, \_\_\_\_\_ MPa, durée : 10 \_\_\_\_\_ s) qui accentue l'effet d'implosion du nuage de cavitation. De cette façon, ils

---

4. L'effet de suppression a aussi été démontré pour un taux d'émission de 60 ondes de choc par minute (1 pps), mais l'effet était moins marquée [70].

---



parviennent à doubler la vitesse d'érosion par rapport aux cas où seule la basse fréquence est utilisée et à multiplier par seize (16) par rapport au cas où seule l'onde haute fréquence est utilisée.

Bref, il semble y avoir un potentiel réel dans l'utilisation de la cavitation pour la désintégration des calculs urinaires, que ce soit en tant que mécanisme agissant seul pour l'érosion des pierres ou en tant que complément à la LEOC pour l'érosion des fragments résiduels. Le processus de création d'un nuage de cavitation semble maintenant bien compris et plusieurs techniques émergentes laissent présager qu'il sera dorénavant possible de contrôler la durée de vie du nuage ainsi que la force d'implosion des bulles.

### 2.3.5 Lithotritie par train d'ondes (BWL)

Dans une publication récente, Maxwell *et coll.* [148] utilisent des trains d'ondes ultrasoniques à haute fréquence (170—800 kHz) pour désintégrer *in vitro* des calculs urinaires artificiels et naturels. Par exemple, leur appareil (se référer à la section BWL au tableau 2.1) a mis seulement quatre (4) secondes pour fragmenter une pierre de 7 mm de diamètre de type struvite (faible dureté) et 10.3 minutes pour fragmenter une pierre de même taille de type cystine (dureté élevée). Ils ont baptisé leur technique la méthode BWL pour *Burst Wave Lithotripsy*. Chaque train d'onde est constitué d'une onde sinusoïdale comprenant dix (10) cycles et ce train d'onde est répété à une fréquence de 200 Hz (200 trains d'onde par seconde), soit cent (100) à quatre cent (400) fois plus rapidement qu'en LEOC conventionnelle (limitée à 0.5—2 Hz). Ils utilisent un transducteur piézoélectrique à surface courbée pour générer des trains d'onde focalisée. Les niveaux de pression requis pour désintégrer les pierres avec cette méthode sont un ordre de grandeur plus faibles que les niveaux de pression utilisés en LEOC (        MPa *vs* 30—100 MPa). Ainsi, ils argumentent que la pression est trop faible pour qu'il y ait accumulation de bulles de cavitation, ce qui explique pourquoi leur appareil demeure efficace même à ce taux de répétition élevé ; il n'y aurait pas d'effet de blindage. La mécanique de cette technique est de générer une zone focale plus grande que la pierre de sorte que les trains d'onde induisent des contraintes de cisaillement et de tension dans la pierre provoquant l'apparition et la croissance de fissures et menant ultimement à la fragmentation de la pierre. Ce mode de fragmentation est identique à ce qui est observé en LEOC [47, 219] à la différence qu'il semble y avoir une corrélation entre la fréquence de la sinusoïde et la taille des fragments produits. Ainsi, la taille maximale des fragments est inférieure à 4 mm pour une fréquence de sinusoïde de 170 kHz, inférieure à 2 mm à 285 kHz et inférieure à 1 mm à 800 kHz. Des résultats complémentaires de simulation suggèrent qu'une fréquence de 400—500 kHz

---



génèrerait des fragments d'environ 1 mm, ce qui serait idéal pour une application clinique selon Maxwell *et coll.* [148]. Malgré les niveaux de pression très faibles utilisés en BWL, une étude *in vivo* a démontré que l'apparition de la cavitation était toujours possible et que cette cavitation pouvait provoquer des lésions au rein à la manière de la LEOC [152].

Bien que non rapportée dans l'article initial [148], une des problématiques de la BWL est que les pierres peuvent ne pas se briser en morceaux malgré l'apparition de fissures [294]. À cet effet, Zwaschka *et coll.* [294] montre que la fragmentation est améliorée lorsqu'on applique des épisodes de propulsion ultrasonique (UP pour *Ultrasonic Propulsion*) aux moments opportuns durant la BWL pour *brasser* la pierre et ainsi libérer les fragments [97, 228, 238].

La BWL est un bon exemple de changement de paradigme en lithotritie extracorporelle où on s'éloigne de l'onde de choc classique caractérisée par une grande amplitude et une courte durée et où la fréquence de répétition des ondes est limitée à 0.5—2 Hz. De plus, alors que la technologie piézoélectrique est peu utilisée dans les lithotriteurs cliniques (se référer au tableau 2.1), il semble qu'elle est tout indiquée pour le développement de ce nouveau type d'appareil qui troque une déposition soudaine d'énergie pour une déposition quasi continue.

## 2.4 Technologie de l'émetteur d'ondes

Cette section présente brièvement la technologie d'amplificateur mécanique par guide d'onde considérée dans le cadre de ce projet de doctorat pour une application en lithotritie extracorporelle par ondes de choc.

La technologie développée durant ma maîtrise [62] s'inspire à la fois des travaux de Montaldo *et coll.* [159] et de ceux de Puckett et Peterson [202]. Cette technologie permet de comprimer temporellement un train de pulses émis par un transducteur piézoélectrique de manière à produire une impulsion mécanique de forte amplitude. Cette amplification mécanique est rendue possible grâce à l'exploitation du phénomène de dispersion qui s'exprime pour certaines combinaisons de guides d'onde et de transducteurs piézoélectriques. Les guides d'onde définissent des structures dans lesquelles les ondes demeurent confinées durant leur propagation. Par exemple, une barre métallique entourée d'air est un excellent guide d'onde puisque la différence d'impédance acoustique entre les deux milieux est telle que les ondes qui voyagent dans le guide y restent confinées. Lorsque la longueur d'onde des ondes confinées devient petite par rapport au diamètre du guide, il y a apparition du phénomène de dispersion qui fait en sorte que la vitesse de propagation des ondes n'est

---

plus constante, mais varie avec leur longueur d'onde (ou leur fréquence). C'est cette caractéristique des guides d'onde qui est exploitée par la technologie. L'annexe B présente le phénomène de dispersion plus en détails et explique comment elle permet de générer des pulses acoustiques de forte amplitude. Ces travaux de maîtrise montrent aussi que la saturation du signal d'excitation permet d'obtenir un gain supplémentaire avec le même montage.

À l'époque, j'avais choisi de jumeler une barre d'aluminium pleine de section circulaire<sup>5</sup> à un transducteur piézoélectrique afin d'exploiter ce phénomène. La figure 2.6 présente un schéma de cette configuration. L'électronique d'activation génère le signal d'excitation au transducteur piézoélectrique qui le convertit en ondes mécaniques. La séquence d'excitation est telle que les ondes acoustiques injectées se combinent de manière constructive à l'extrémité du guide d'onde qui est en contact avec l'eau. Ce n'est qu'une fois dans l'eau que l'onde acoustique de forte amplitude se transforme graduellement en onde de choc sous l'action des effets non linéaires de propagation.

L'intérêt de jumeler un guide d'onde à un transducteur devient pertinent lorsqu'on considère d'une part le coût associé aux amplificateurs à haute puissance utilisés pour exciter les transducteurs piézoélectriques et d'autre part la tension maximale que peut prendre un transducteur piézoélectrique avant qu'il soit endommagé. En effet, un moyen intuitif de maximiser l'amplitude du pulse acoustique émis par un transducteur piézoélectrique est d'exciter celui-ci avec une tension tout juste inférieure à sa tension limite ce qui requière un amplificateur capable de produire ce niveau élevé de tension—généralement de l'ordre de quelques dizaines de kilovolts—et met le transducteur à risque de défaillance puisqu'il est utilisé à la limite de ses capacités. Par contre, en utilisant un guide d'onde dispersif comme

5. Un guide d'onde de section circulaire n'est peut-être pas le choix optimal, mais les modèles analytiques axisymétriques disponibles pour cette géométrie ont permis d'accélérer le développement de la technologie [200].

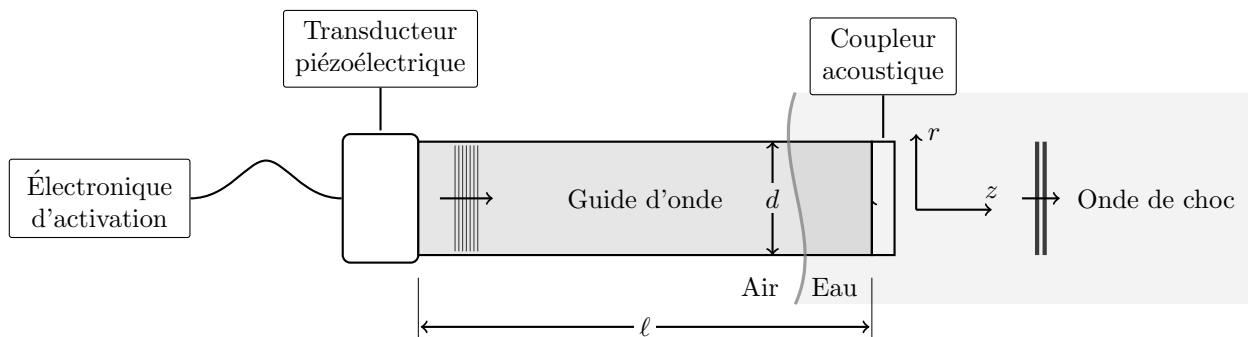


Figure 2.6 Composantes principales de la technologie d'émetteur d'onde de choc développée par Dion [62]

concentrateur temporel, il est possible d'exciter le même transducteur à une tension plus faible pour produire le même pulse acoustique sans recourir à un signal d'excitation de plusieurs kilovolts. Cette technologie permet aussi d'exciter le transducteur à la limite de ses capacités sur une longue période et ainsi produire une onde de choc de très forte amplitude. Alors que la technologie piézoélectrique disponible actuellement permet difficilement de générer une pression de plus de 1 MPa dans l'eau à la surface du transducteur [160], mes travaux de maîtrise ont démontré qu'il était possible d'atteindre facilement (sans optimisation) cinq (5) fois cette valeur en excitant un transducteur piézoélectrique avec la même puissance électrique, mais en le jumelant à un guide d'onde dispersif. Le facteur limitant de cette technologie est ainsi relié à l'augmentation de la température interne du transducteur alors qu'une grande quantité d'énergie doit y être injectée lors de l'activation. Lorsque la température devient trop élevée, l'élément piézoélectrique peut se dépolariser et perdre en sensibilité et/ou les couches adhésives utilisées dans la construction du transducteur peuvent s'affaiblir et provoquer la défaillance mécanique du transducteur (*p. ex.* décollement des électrodes de l'élément piézoélectrique).

Ces travaux de maîtrise présentent ainsi la preuve de concept de la méthode d'amplification avec un seul transducteur couvrant l'extrémité d'un guide d'onde dispersif. Cette démonstration a été faite en utilisant le retournement temporel comme méthode d'étalonnage. Ces travaux ont aussi permis d'identifier les paramètres clés influençant le gain de l'amplificateur, mais sans objectif d'optimisation du gain. Ces paramètres sont d'ailleurs étudiés au chapitre 4 pour l'analyse adimensionnelle complète du système dans le but d'optimiser le gain d'amplification.

En terminant, l'élément actif du dispositif est un transducteur piézoélectrique qui peut fonctionner à la fois comme émetteur et comme récepteur. Ainsi, tel que montré dans mon mémoire, cette capacité d'imagerie est maintenue même avec la présence du guide d'onde dispersif. Ainsi, à la manière de Thomas *et coll.* [248] et Shoar *et coll.* [231], il semble envisageable d'utiliser ce dispositif pour détecter la position de la pierre en temps réel et ainsi ajuster la position de la zone effective de l'appareil au besoin.

## 2.5 Synthèse de l'état de l'art

Pour plusieurs raisons énumérées précédemment, la lithotritie extracorporelle semble de moins en moins populaire et est progressivement remplacée par des techniques plus invasives, donc plus risquées, mais qui offrent un sentiment de contrôle accru à l'opérateur et semblent ainsi plus efficaces. Il apparaît donc opportun de tenter une nouvelle approche en LEOC qui serait à la fois plus efficace et plus sécuritaire afin d'offrir un traitement

---

totalement non invasif plus compétitif. On sait maintenant qu'une des limitations fondamentales de la LEOC est que la zone focale produite par les lithotriteurs offre très peu de flexibilité, flexibilité qui devient essentielle lorsque vient le temps de s'adapter aux différentes situations rencontrées en clinique—patients de différentes anatomies, pierres de différentes tailles, position variable des pierres, dureté variable des pierres, etc. De plus, la zone focale est statique, alors que la pierre se déplace sous l'action des mouvements respiratoires du patient et donc que la majorité des ondes de choc ratent la cible et créent invariablement des lésions dans les tissus sains environnants. Les lithotriteurs modernes font un retour en arrière en proposant une zone focale de grande taille afin que la pierre demeure dans la zone focale en tout temps malgré les mouvements respiratoires. Sans surprise, ces lithotriteurs dits à *zone focale large* sont parmi les plus efficaces actuellement sur le marché, mais leur aspect sécuritaire est discutable, alors qu'un grand volume du rein se retrouve ainsi exposé aux ondes de choc. Par conséquent, les niveaux de pressions générés par ces appareils doivent être limités à des niveaux relativement faibles, limitant le potentiel d'amélioration de l'efficacité de cette technologie.

Parmi les technologies non invasives émergentes proposées pour remplacer la LEOC, on retient la BWL (*Burst Wave Lithotripsy*) et l'histotritie. Dans les deux cas, on propose de s'éloigner de l'onde de choc conventionnelle administrée à raison d'une onde de choc par seconde (1 pps) ; la BWL misant sur des trains d'onde de faible amplitude générés à haut taux de répétition (200 pps) et l'histotritie exploitant principalement la partie négative de l'onde pour favoriser la cavitation comme mécanisme principal de désintégration des pierres. L'aspect innovateur de ces technologies est qu'elles produisent des fragments sous millimétriques qui sont évacués plus facilement des voies urinaires et sont donc moins susceptibles de servir d'amorce pour le développement d'autres pierres. L'aspect sécuritaire de ces approches demeure toutefois à être validé en situations réelles (*in vivo*). À cet effet, il semble que la clé de l'innocuité du traitement réside principalement dans le contrôle de la taille et de la position de la zone effective. En effet, moins les tissus sains seront exposés aux pressions destructives générées par les appareils de traitement et plus faibles seront les risques d'induire des lésions tissulaires. Autrement dit, l'énergie injectée doit uniquement servir à désintégrer la pierre. Un tel niveau de contrôle requière cependant des avancées majeures dans deux sphères technologiques : d'abord du côté du générateur d'onde qui doit permettre de contrôler la géométrie de la zone effective et ensuite du côté de l'imagerie afin que l'opérateur—ou l'appareil de manière autonome—ait accès aux données (position de la pierre, taille de la zone focale) permettant d'ajuster la zone effective en temps réel. Ce projet de doctorat se concentre sur le problème du générateur seulement.

---

Le moyen usuel de *façonner* un champ de pression est d'utiliser un réseau d'émetteurs indépendants. Ainsi, en modifiant le délai d'émission et/ou la forme de l'onde de pression produite par chacun des émetteurs, on parvient à créer un champ de pression sur mesure où les ondes interagissent de manière constructive aux endroits désirés (zone effective) et où elles interagissent de manière non constructive ou même destructrice partout ailleurs (en dehors de la zone effective). Pour un réseau d'émetteurs géométriquement focalisés (*p. ex.* une coupole), la pression diminue rapidement à mesure qu'on s'éloigne du foyer géométrique, ainsi la puissance des émetteurs doit permettre de compenser pour cette diminution pour créer une zone effective de même pression en dehors du foyer géométrique. De plus, pour améliorer la précision de la zone focale, il peut être nécessaire d'utiliser certains émetteurs du réseau afin de canceler la contribution de certains autres, ce qui requière aussi plus de puissance de la part de chaque émetteur. Les transducteurs piézoélectriques sont sans conteste la technologie la mieux adaptée à la construction de réseaux d'émetteurs ultrasoniques. Cependant, le niveau de pression qu'ils peuvent produire est relativement faible, ce qui va à l'encontre des besoins sus-mentionnés. L'amplification par guide d'onde mécanique offre une solution intéressante à ce problème, alors qu'elle permet de démultiplier la pression pouvant être générée par chacun des transducteurs constituant le réseau. Ainsi, l'objectif principal de ce projet de recherche est d'évaluer le potentiel d'utiliser un réseau de transducteurs piézoélectriques jumelés à des guides d'onde pour la génération d'une zone focale variable applicable pour le traitement des calculs urinaires.

La technologie d'amplification par guide d'onde semble particulièrement bien adaptée à l'histotritie, alors que les démonstrations d'efficacité de cette technique ont été réalisées pour des ondes impulsionnelles de forte amplitude. Ainsi, le présent projet de doctorat sert entre autres à évaluer le potentiel de cette technologie pour l'érosion de pierre par cavitation. La littérature suggère aussi que la solution ultime aux limitations de la LEOC réside potentiellement dans une combinaison de l'histotritie et de la BWL ; la BWL servant d'abord à fractionner la pierre en morceaux de l'ordre du millimètre et l'histotritie servant ensuite à pulvériser ces fragments en fine poudre. Il est intéressant de remarquer qu'un réseau d'émetteurs optimisés pour l'histotritie pourrait aussi être utilisé tel quel pour prodiguer un traitement de BWL. En effet, la BWL requière des trains d'onde sinusoïdale (mono fréquentiel) dont l'amplitude est un ordre de grandeur plus faible que l'amplitude des impulsions nécessaires en histotritie. La compréhension actuelle du phénomène d'amplification par dispersion est que le gain d'amplification est optimal lorsque le signal à construire est large bande, c'est-à-dire pour la construction d'une onde composée d'une multitude de composantes fréquentielles. Dans le cas de la BWL, le train d'onde requis est constitué d'une seule composante fréquentielle et le gain d'amplification du guide d'onde

est très faible pour ce type d'onde. Cependant, cet inconvénient est sans conséquence alors qu'un réseau de transducteurs serait en mesure de générer les niveaux de pression requis sans l'apport du guide d'onde. L'optimisation des paramètres du guide d'onde dispersif apparaît donc uniquement pertinente au développement d'un appareil d'histotritie. C'est spécifiquement ce qui est étudié dans le cadre de ce projet.

Un autre objectif du projet de doctorat est d'optimiser les paramètres du guide d'onde dispersif pour la génération de l'onde *naturelle* pour cette technologie, c'est-à-dire une onde de pression de forte amplitude et de courte durée. Ainsi, l'optimisation du profil de l'onde de pression, pour favoriser la vitesse et/ou l'efficacité de désintégration des pierres en épargnant les tissus sains, dépasse le cadre de ce projet. Cette étape d'optimisation sera la suite logique au projet si les résultats présentés dans cette thèse concluent à un tel potentiel. Dans le même esprit, les présents travaux seront limités à la génération d'une impulsion majoritairement compressive ( ). Tel que présenté précédemment, il est admis que l'efficacité de l'histotritie est proportionnelle à l'amplitude de la portion négative de l'onde ( ) plutôt que positive ( ). Cependant, le processus de fragmentation est un processus complexe où les pressions positive et négative jouent chacune leur rôle pour la désintégration des pierres. Ainsi, l'objectif du projet de doctorat est de faire la preuve de concept pour la désintégration de calculs urinaires, et ce, à un niveau de fonctionnalité préliminaire où la forme de l'onde n'est pas optimisée.

---





# CHAPITRE 3

## ÉTALONNAGE D'UN GÉNÉRATEUR

Tel qu'expliqué à la section 2.4, un guide d'onde dispersif peut agir comme un amplificateur mécanique, ou compresseur temporel, lorsque des conditions particulières sont satisfaites. L'impulsion mécanique de forte amplitude est alors obtenue en excitant un transducteur piézoélectrique large bande, monté à une extrémité du guide d'onde, avec le signal électrique approprié. Bien que la technique conventionnelle du retournement temporel utilisée par Dion [62] (présentée à la section 2.4) permette d'obtenir ce signal d'excitation, elle est peu pratique. En effet, cette technique requière l'utilisation d'une deuxième source acoustique étanche pour l'émission de l'onde d'étalonnage. Afin de s'affranchir de cet inconvénient, ce chapitre présente une méthode alternative plus simple qui ne requière pas l'utilisation d'une seconde source.

### 3.1 La théorie

Un générateur d'onde de choc est composé de six (6) éléments : (i) l'électronique d'excitation du transducteur, (ii) le transducteur piézoélectrique, (iii) le fluide de couplage entre le transducteur et le guide d'onde (*p. ex.* : glycérine), (iv) le guide d'onde dispersif cylindrique, (v) le coupleur acoustique et (vi) le milieu de propagation où l'onde émise voyage quand elle sort à l'extrémité libre du guide d'onde. Ces composantes forment un système dont l'entrée est un signal numérique, soit le signal que l'électronique devra jouer, et la sortie est l'impulsion mécanique obtenue dans le milieu de propagation, tout juste à la sortie du coupleur acoustique. Si les conditions sont favorables<sup>1</sup>, cette impulsion se transformera éventuellement en onde de choc dans le milieu de propagation. Le schéma-bloc de ce système est présenté à la figure 3.1.

Ce système aura un comportement linéaire si ses sous-composantes sont utilisées dans un régime où elles ont elles-mêmes un comportement linéaire. Par exemple, si l'amplitude de l'onde mécanique traversant le fluide de couplage est tellement grande qu'elle provoque un décollement et/ou de la cavitation entre le transducteur et le guide d'onde, le système ne pourrait plus être considéré comme un système linéaire en raison de la perte de continuité

---

1. Longueur d'onde courte, pression élevée et milieu de propagation peu atténuant [250]

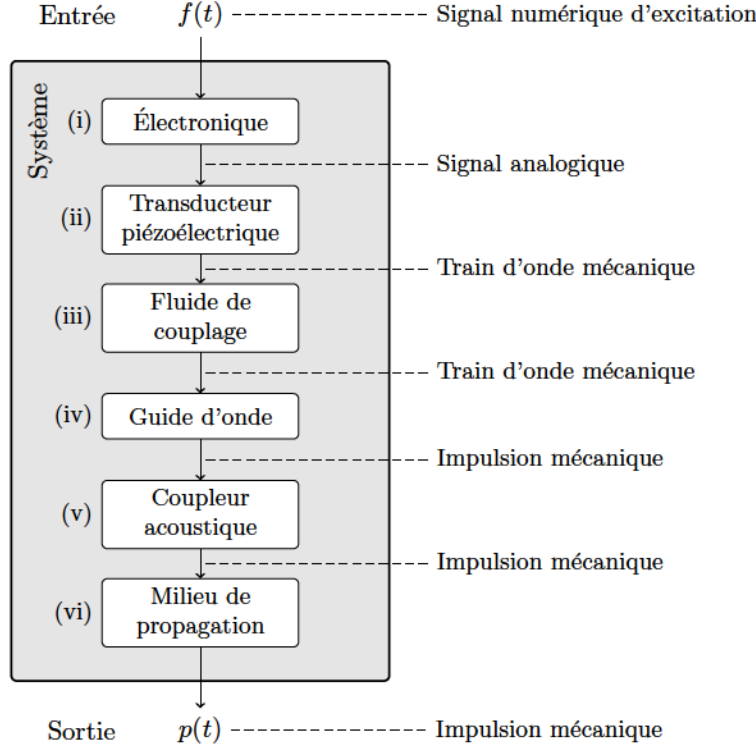


Figure 3.1 Schéma-bloc système d'un générateur d'onde de choc

entre les deux milieux. De la même manière, le milieu de propagation n'est considéré que sur une distance où la propagation de l'onde demeure linéaire.

Un tel système est défini par sa réponse impulsionnelle  $h(t)$  qui relie son entrée  $f(t)$ , soit le signal numérique d'excitation du transducteur, à sa sortie  $p(t)$ , soit l'onde de pression générée à la sortie du guide d'onde. Il est entendu que la réponse impulsionnelle  $h(t)$  et la pression  $p(t)$  dépendent aussi de la position  $x$  sur le rayon à la sortie du guide d'onde. Cependant, cette précision a été omise afin d'alléger la notation. Le produit de convolution présenté à l'équation (3.1) relie ces termes.

$$(3.1)$$

L'objectif de l'étalonnage est de déterminer le signal numérique  $f(t)$  qui permettra d'obtenir le pulse de pression  $p(t)$  ayant la plus forte amplitude. Tel que démontré par Papoulis [180, p. 135], l'amplitude de sortie d'un système linéaire est maximale à  $t = t_0$  si l'entrée  $f(t)$  est égale à  $\delta(t - t_0)$ , où  $t_0$  est une constante et où  $\delta(t)$  est la réponse impulsionnelle retournée temporellement. En substituant  $f(t)$  par  $\delta(t - t_0)$ , l'équation (3.1) devient :

(3.2)

où  $x(t)$  atteint son amplitude maximale à  $t = 0$ . Le signal  $x(t)$  présente un axe de symétrie à  $t = 0$  puisque les signaux  $x(t)$  et  $x(-t)$  sont temporellement symétriques. Ces deux caractéristiques s'apparentent bien à la définition d'une impulsion, soit le type d'onde de pression recherché à la sortie du guide d'onde. La constante  $A$  représente l'amplitude arbitraire de la réponse impulsionnelle inverse  $x(t)$  avec laquelle le système est excité. Évidemment, plus la valeur de  $A$  est grande, plus l'amplitude de  $x(t)$  est grande aussi.

L'étalonnage du générateur d'onde de choc débute donc par l'obtention de la réponse impulsionnelle  $x(t)$ . La réponse impulsionnelle peut être obtenue par l'utilisation d'un bruit blanc  $x(t)$  à l'entrée du système. Pour ce faire le transducteur est excité avec le bruit blanc  $x(t)$  et on mesure la pression  $p(t)$  produite à la sortie du guide d'onde. La réponse impulsionnelle est ensuite obtenue avec l'équation (3.3) :

(3.3)

où  $X(f)$  et  $x(t)$  représentent respectivement la transformée de Fourier et son inverse. D'une autre façon, une estimation basse fréquence de  $x(t)$  peut aussi être obtenue directement de manière expérimentale. La réponse impulsionnelle est obtenue mathématiquement en appliquant la fonction delta de Dirac  $\delta(t)$  à l'entrée du système tel que montré à l'équation (3.4).

(3.4)

Cependant, il est impossible d'exciter un système réel avec la fonction  $\delta(t)$  puisque l'énergie de cette fonction est répartie uniformément sur une gamme infinie de fréquences et donc ne contient que peu d'énergie sur une gamme finie de fréquences. Bien entendu, les systèmes réels (*p. ex.* amplificateur et transducteurs piézoélectriques) ne produisent une sortie non nulle que sur une certaine gamme de fréquences ; c'est ce qui définit la *bande passante* de ces systèmes. Ainsi, l'énergie injectée à l'entrée du système doit avoir un contenu fréquentiel suffisamment énergétique pour couvrir la bande passante de ce système de sorte que les composantes fréquentielles d'intérêt soient excitées. À cet effet, le concept mathématique  $\delta(t)$  est remplacée par une onde carrée réelle  $x(t)$ . Par conséquent, à défaut d'obtenir la

réponse impulsionnelle vraie  $h(t)$ , l'onde carrée génère une estimation basse fréquence de celle-ci, notée  $\hat{h}(t)$ , selon l'équation suivante :

$$\hat{h}(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t h(\tau) d\tau \quad \text{pour } T \gg \tau_c \quad (3.5)$$

où  $T$  représente la durée sur laquelle la réponse impulsionnelle estimée  $\hat{h}(t)$  est mesurée. La durée  $T$  doit être suffisamment longue afin de capter l'essentiel de la réponse impulsionnelle du système. L'amplitude de l'onde d'excitation  $x(t)$  doit être suffisamment grande de sorte que les composantes fréquentielles d'intérêt ne soient pas noyées dans le bruit lors de la mesure de  $\hat{h}(t)$ . De plus, la durée de l'onde carrée  $x(t)$  doit être choisie judicieusement ; un pulse trop court se rapprochera de la fonction delta de Dirac et sera peu énergétique sur la plage fréquentielle d'intérêt, alors qu'un pulse trop large favorisera les basses fréquences au détriment des hautes fréquences. Par conséquent, il existe une largeur optimale intermédiaire pour le pulse  $x(t)$ .

La composante qui limite la bande passante du système est le transducteur piézoélectrique. La bande passante fractionnelle d'un transducteur est typiquement définie par l'équation (3.6) :

$$\frac{B}{f_c} \quad \text{dB} \quad (3.6)$$

où  $f_c$  est la fréquence centrale du transducteur et  $B$  dB est la largeur de bande dB du transducteur. Ces deux variables sont exprimées en Hertz, donc la bande passante fractionnelle  $B/f_c$  est adimensionnelle et typiquement exprimée en pourcentage (%), d'où la présence du facteur 100 devant l'équation. La largeur de bande  $B$  dB est définie comme étant la plage fréquentielle sur laquelle la magnitude du spectre est plus grande ou égale à la moitié ( $-3$  dB) de la valeur maximale sur ce spectre. La fréquence centrale du transducteur  $f_c$  est définie comme étant la fréquence située à mi-chemin entre la fréquence la plus basse et la fréquence la plus haute qui bordent la bande de fréquence  $B$  dB.

Tel qu'expliqué à la section 4.5.5, il est souhaitable d'utiliser un transducteur ayant la bande passante fractionnelle la plus large possible afin de maximiser le gain d'amplification du guide dispersif. Les transducteurs retenus ont une bande passante d'environ 100 %. La zone sombre du graphique figure 3.2 présente la bande de fréquences couverte par le transducteur pour 100 %, soit de — à —.

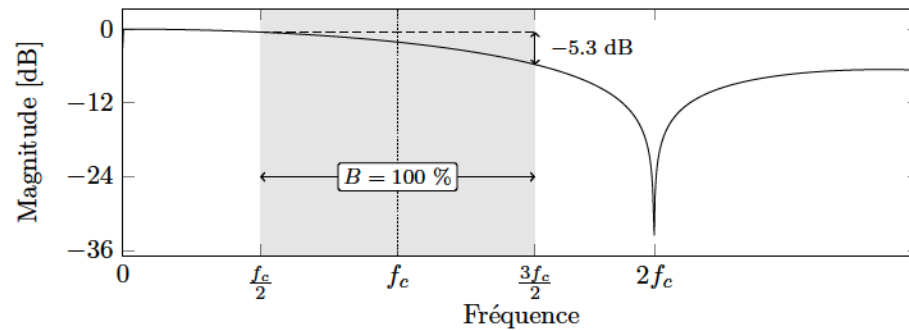


Figure 3.2 Spectre fréquentiel de l'onde d'excitation carrée d'une durée —. La zone sombre montre la largeur de bande d'un transducteur de fréquence centrale et de bande passante fractionnelle %.

La courbe de la figure 3.2 montre la magnitude du spectre pour l'onde numérique d'excitation choisie , soit une impulsion carrée centrée à et dont la largeur est égale à —. Par exemple, une impulsion d'une durée de 1 s serait utilisée pour un transducteur piézoélectrique ayant une fréquence centrale kHz. Cette onde d'excitation offre une couverture relativement constante de la bande passante dB du transducteur, la différence d'excitation entre les basses et les hautes fréquences n'étant que de dB. Ainsi l'onde carrée a été préférée à l'utilisation du bruit blanc puisqu'elle permet d'observer la réponse impulsionnelle instantanément sur l'oscilloscope, au lieu de devoir la calculer avec l'équation (3.3), ce qui permet d'identifier rapidement des problèmes de montage, et ce, sans perte significative d'information.

L'onde d'excitation choisie est donc appliquée à l'entrée du système et la réponse impulsionnelle estimée est mesurée à sa sortie avec un capteur de pression et enregistrée sur une durée . Un hydrophone est utilisé en guise de capteur pour mesurer l'onde de pression générée dans l'eau (le milieu de propagation). L'hydrophone doit posséder une largeur de bande supérieure à celle du transducteur piézoélectrique afin de ne pas inclure la réponse impulsionnelle de l'hydrophone dans celle du système.

Une fois le signal acquis, celui-ci est retourné temporellement pour former le signal d'excitation requis pour obtenir le pulse désirée à la sortie du guide d'onde tel que montré à l'équation (3.7) :

$$(3.7)$$

où atteindra son amplitude maximale à . La valeur de représente combien fort le signal peut être joué par le système. Ainsi la valeur de est limitée



par l'électronique, la sensibilité des transducteurs piézoélectriques (capacité de conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique), la tenue/durabilité des transducteurs face au signal d'excitation électrique ainsi que le seuil de saturation du signal d'excitation. En effet, Montaldo *et coll.* [159] ont démontré que l'amplitude du pulse pouvait être augmentée en ne conservant que le signe de la réponse impulsionnelle du système pour la construction du signal d'excitation. Cette technique, dite du *1-bit*, peut être exprimée mathématiquement par l'inégalité suivante :

$$\text{sign} \quad \text{pour} \quad (3.8)$$

L'inconvénient principal de cette technique est que le rapport signal-bruit (SNR) du pulse émis est réduit, c'est-à-dire que la méthode introduit des ondes secondaires d'amplitude non négligeable de chaque côté du pulse principal. À cet effet, une variante de cette méthode est privilégiée, soit la technique de la saturation démontrée dans mes travaux de maîtrise [62]. Il a été observé que conserver uniquement le signe du signal avec la méthode du *1-bit* était l'équivalent de saturer le signal à un seuil infiniment bas pour ensuite l'amplifier à son amplitude originale. De manière similaire, la technique de saturation consiste à saturer le signal à un seuil intermédiaire de manière à contrôler le rapport entre le gain et le SNR.

## 3.2 En pratique

Deux montages expérimentaux ont été réalisés pour mesurer la réponse impulsionnelle ainsi que le pulse produit par le générateur d'onde. Le premier montage (voir figure 3.3) a été majoritairement utilisé afin de valider les résultats de simulation obtenus avec le modèle semi-analytique de Puckett et Peterson [201]. Le deuxième montage (voir figure 3.4) a été utilisé pour l'évaluation des performances du générateur pour l'émission d'ondes de choc dans l'eau.

Le montage de la figure 3.3 consiste en deux transducteurs piézoélectriques  $TR$  et  $TR$  identiques et positionnés aux deux extrémités du guide d'onde cylindrique. La géométrie du guide d'onde est définie par son diamètre et sa longueur. Les transducteurs  $TR$  et  $TR$  sont respectivement utilisés pour l'émission et la captation des ondes mécaniques ; ainsi, le transducteur  $TR$  fait partie du générateur d'onde de choc alors que le transducteur  $TR$  agit comme capteur uniquement. Tel qu'illustré sur le schéma, le diamètre des

transducteurs est supérieur à celui du guide d'onde afin d'offrir une couverture complète des extrémités du guide. Un film de glycérine (fluide visqueux de couplage) est ajouté aux interfaces de contact afin d'y chasser l'air qui ferait obstacle à la transmission des ondes mécaniques. Alors qu'ils sont représentés comme deux entités distinctes sur schéma-bloc de la figure 3.1, le coupleur acoustique et le milieu de propagation ne font qu'un dans ce montage. Finalement, le guide d'onde est supporté par deux goupilles (non représentées) et les transducteurs sont tenus à la main pour limiter les points de contact et ainsi éviter de perturber la propagation des ondes dans le guide.

Le transducteur  $TR$  est d'abord excité par l'onde carrée et la réponse impulsionnelle est captée par le transducteur  $TR$  sur une durée . La durée de l'enregistrement est suffisamment longue pour capter la totalité de l'onde dispersée initiale, mais suffisamment courte pour exclure les échos de cette onde qui continue son chemin en faisant des va-et-vient à l'intérieur du guide d'onde. Ces échos apparaissent en raison de la différence d'impédance acoustique aux interfaces avec les transducteurs et parce les transducteurs ne sont pas totalement absorbants, c'est-à-dire qu'une partie de l'énergie qui les traverse est réfléchiée vers le guide d'onde. Bien que ces échos fassent partie de la réponse impulsionnelle du système réel, leur contribution est négligeable dans la construction du pulse . De plus, le modèle semi-analytique utilisé ne tient pas compte de ces échos et suppose que le transducteur  $TR$  absorbe l'onde qui lui parvient. Pour ces deux raisons, les échos ne sont donc pas considérés dans cette étude.

Tel qu'illustré à la figure 3.3, la sortie du système est le signal électrique mesuré aux bornes du transducteur  $TR$  et non le pulse acoustique lui-même. Ainsi, la réponse impulsionnelle mesurée contient aussi celle du transducteur  $TR$  bien que ce transducteur ne fasse pas partie du générateur d'onde de choc. Néanmoins, les fondements de la méthode demeurent valides pour la comparaison avec les simulations puisque la sortie du transducteur  $TR$

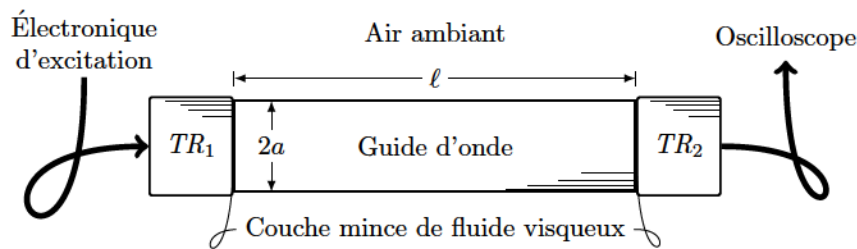


Figure 3.3 Représentation schématique (*pas à l'échelle*) du montage permettant de comparer les résultats expérimentaux à ceux simulés à partir du modèle semi-analytique de Puckett et Peterson [201]

et la pression à la sortie du générateur atteignent leur valeur maximale dans les mêmes conditions.

Une fois la réponse impulsionnelle échantillonnée par l'oscilloscope sur l'intervalle  $[t_0, t_0 + \Delta t]$ , le signal est retourné temporellement en  $t_0 + \Delta t - t$  pour construire le signal d'excitation  $x(t)$ . Ce signal sera imposé au transducteur  $TR$  et permettra finalement de générer l'impulsion mécanique de forte amplitude  $F_0$  à l'extrémité du générateur. Tel que mentionné précédemment, ce montage expérimental est la représentation physique du modèle semi-analytique et est utilisé pour valider les résultats de simulations.

Un second montage expérimental, présenté à la figure 3.4, a été utilisé pour évaluer les performances du générateur pour l'émission d'ondes dans l'eau. L'eau doit être dégazée afin de prévenir l'agglomération de bulles d'air à la sortie du générateur puisque ces bulles peuvent créer une barrière au passage des ondes et ainsi fausser les résultats. Tel que montré à la figure 3.4, le guide d'onde est monté à la verticale avec le transducteur placé au sommet. Seulement le bout du guide d'onde est en contact avec l'eau afin de limiter les fuites/pertes d'énergie à la surface latérale du guide d'onde.

Contrairement au montage précédent, le capteur de pression utilisé ici est un hydrophone PVDF (polyfluorure de vinylidène) de type aiguille ayant une bande passante supérieure à celle du transducteur piézoélectrique. De plus, la pointe fine de l'hydrophone aiguille jumelée au robot cartésien permet de caractériser le champ de pression émis à la sortie du générateur d'onde de choc.

De manière identique au premier montage, le processus d'étalonnage débute par l'excitation du transducteur  $TR$  avec l'onde carrée  $x(t)$  et la mesure de l'onde produite dans l'eau à la sortie du générateur. Cependant, la réponse impulsionnelle  $h(t)$  d'un tel système n'est plus unique puisqu'elle dépend maintenant de la position relative de l'hydrophone par rapport à la sortie du générateur. La méthode d'étalonnage proposée (voir section 3.1) permet de maximiser la pression à l'endroit précis où l'hydrophone est positionné lors de l'étape d'étalonnage, mais ne garantit pas que la pression atteinte à la sortie du générateur sera maximisée du même coup. Ainsi, la position d'étalonnage de l'hydrophone ne peut pas être choisie au hasard.

Pour ce faire, l'hydrophone est aligné avec l'axe central du guide d'onde ( $y = 0$ ) et éloigné d'une distance  $L$  par rapport à la sortie du générateur (se référer à la figure 3.4). La valeur de  $L$  est donnée par l'équation (3.9) :

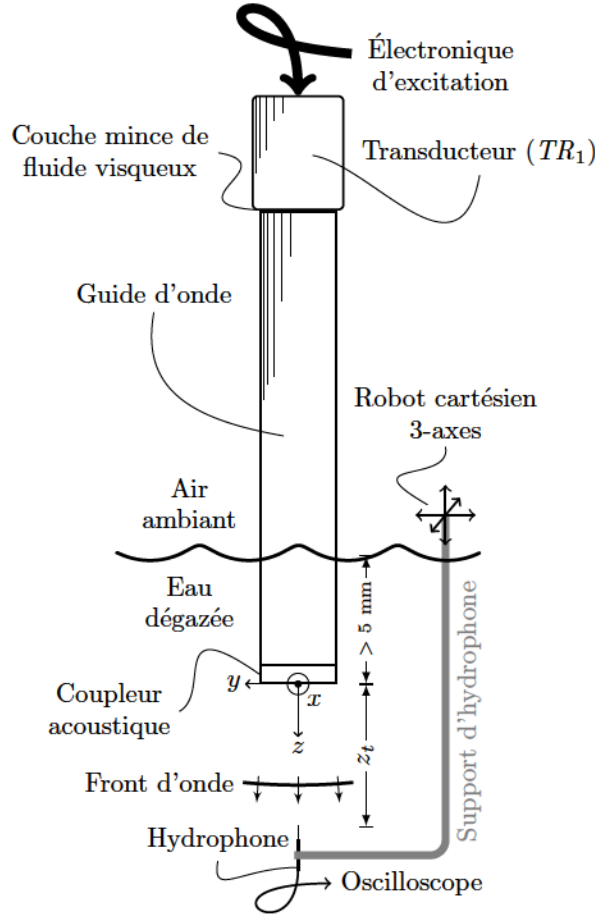


Figure 3.4 Montage expérimental du générateur d'onde de choc pour l'étalonnage et l'émission dans l'eau (*pas à l'échelle*)—Le guide d'onde est tenu en position verticale à l'aide d'une pince (non représentée). Un poids (non représenté) est placé sur le dessus du transducteur afin d'assurer un bon couplage avec le guide d'onde.

$$\overline{\quad}^{(\text{eau})} \quad (3.9)$$

où  $\overline{\quad}^{(\text{eau})}$  est la longueur d'onde (dans l'eau) associée à la fréquence centrale  $f_0$  du transducteur  $TR$  et  $a$  est le rayon du guide d'onde, soit le rayon de la surface émettrice du générateur d'onde. Théoriquement, c'est à cette position que le champ de pression devant une source circulaire (de type piston) atteint son maximum pour une excitation sinusoïdale de fréquence  $f_0$  [117, p. 169]. Ce maximum est créé à cause des effets de bord propres aux sources de dimension finie. La longueur d'onde dans l'eau  $\overline{\quad}^{(\text{eau})}$  est calculée à partir de l'équation (2.1), soit :



$$c_{\text{(eau)}} = \frac{c_{\text{(eau)}}}{\dots}$$

où  $c_{\text{(eau)}}$  est la vitesse du son dans l'eau. Par exemple, pour un guide d'onde de rayon  $\dots$  mm, une fréquence centrale  $\dots$  kHz et une vitesse du son  $c_{\text{(eau)}} = \dots$  m/s, la distance initiale d'étalonnage  $\dots$  est de 54 mm.

Puisque le générateur d'onde de choc est un système large bande, c'est-à-dire que l'onde de pression émise est composée d'une multitude de composantes fréquentielles, la distance  $\dots$  est utilisée seulement comme première estimation de la position idéale de l'hydrophone. Une fois le système étalonné à la position  $\dots$ , le générateur est mis en mode émission et le champ de pression généré est mesuré à l'aide de l'hydrophone et du robot cartésien. Le maximum du champ de pression devrait alors coïncider avec la position d'étalonnage  $\dots$ . Si ce n'est pas le cas, le processus d'étalonnage est repris de manière itérative en utilisant la position où le maximum de la pression a été mesuré. À noter que cette méthode itérative de positionnement ne produit habituellement qu'un gain additionnel marginal par rapport au positionnement initial à  $\dots$ . De cette manière, on peut comparer la pression maximale obtenue dans l'eau devant un transducteur seul *vs* lorsque celui-ci est jumelé à un guide d'onde dispersif, peu importe la distance de la source à laquelle ce maximum se produit.

Au final, l'étalonnage des générateurs constituant le lithotriteur se fera au point focal désiré et non à la position où l'amplitude de la pression atteint une valeur maximale devant la source. L'étalonnage au point focal désiré permettra ainsi de maximiser la pression à cet endroit, ce qui est l'objectif recherché dans ce cas.

# CHAPITRE 4

## ANALYSE ADIMENSIONNELLE DU GÉNÉRATEUR

Ce chapitre présente une analyse adimensionnelle du générateur d'onde de choc. L'objectif de cette analyse est d'identifier les configurations favorables à la génération d'une impulsion mécanique de forte amplitude. Elle est réalisée en faisant varier les caractéristiques d'un guide d'onde cylindrique (géométrie et son matériau), celles du transducteur piézoélectrique associé (fréquence centrale et bande passante) et le seuil de saturation du signal d'excitation. Un modèle semi-analytique du générateur est utilisé pour réaliser cette analyse et les conclusions tirées de ce modèle sont vérifiées expérimentalement. L'analyse couvre uniquement les guides d'onde cylindriques puisque les transducteurs piézoélectriques sont préférablement de forme circulaire afin d'éviter les zones de concentration de contrainte (les coins). De plus, des modèles semi-analytiques simples sont déjà disponibles dans la littérature pour simuler la propagation d'ondes mécaniques dans des barres cylindriques [145, 201, 262].

Dans un guide d'onde dispersif, la vitesse de propagation d'une onde sinusoïdale dépend de sa longueur d'onde ainsi que du mode vibratoire (ou des modes<sup>1</sup>) sur lequel l'onde se propage. Cette vitesse se nomme la vitesse de phase. À l'opposé, un guide d'onde non dispersif est caractérisé par une vitesse de phase constante avec la longueur d'onde. Le terme *dispersion* utilisé dans ce document fait uniquement référence à la dispersion causée par l'interaction des ondes avec les frontières du guide d'onde. Le terme *dispersion* ne fait **pas** référence au cas où le milieu est intrinsèquement dispersif dû à la variation fréquentielle des propriétés élastiques de ce milieu<sup>2</sup>. Dans le cas présent, la longueur d'onde et la géométrie du guide d'onde sont étroitement liées et engendrent le comportement dispersif du système. Par exemple, un guide d'onde cylindrique est **non dispersif** si son rayon est très petit par rapport à la longueur d'onde de l'onde qui s'y propage, c'est-à-dire lorsque [91, p. 121].

---

1. Un mode est défini comme la distribution radiale de la contrainte longitudinale, soit dans la direction parallèle à l'axe de symétrie de la barre.

2. Consulter Kolsky [118, p. 146] pour plus de renseignements sur le phénomène de dispersion intrinsèque propre à certains matériaux.



Lorsqu'une impulsion mécanique large bande se propage dans un milieu dispersif, les composantes fréquentielles qui la constituent voyagent à des vitesses différentes, ce qui provoque une déformation progressive de la signature temporelle de l'impulsion. Dans le cas idéal, l'impulsion mécanique et le signal dit *dispersé* ont tous deux les mêmes composantes fréquentielles, mais leur phase est différente. De manière inverse, il est possible de retarder précisément l'émission de ces composantes fréquentielles, c'est-à-dire d'envoyer les composantes voyageant plus lentement en premier, suivies de celles qui voyagent plus rapidement, de sorte que toutes les composantes se combinent progressivement lors de leur propagation dans le milieu dispersif et forment finalement une impulsion. C'est ce comportement qui est exploité dans le générateur d'onde de choc.

## 4.1 Définition du facteur d'amplification

La figure 4.1 montre un schéma qui décrit comment les performances du générateur d'onde de choc sont comparées à celles du transducteur seul en se basant sur l'amplitude du pulse de pression qu'ils peuvent respectivement générer. Le facteur d'amplification est défini à l'équation (4.1) comme le rapport entre l'amplitude du pulse émis à l'extrémité libre du générateur et l'amplitude du pulse émis par le transducteur seul.

$$\text{---} \quad (4.1)$$

Ainsi la variable adimensionnelle désigne le facteur par lequel l'amplitude du *pulse de référence* peut être augmentée lorsque le transducteur est jumelé au guide d'onde pour former le générateur d'onde de choc. Selon la figure 4.1, les signaux d'excitation et

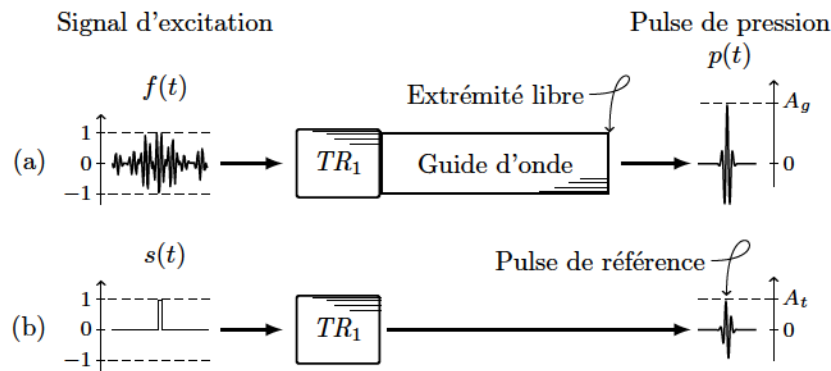


Figure 4.1 Définition des amplitudes et des pulses de pression respectivement émis par le générateur d'onde de choc (a) et le transducteur seul (b)

ont la même amplitude, mais leur forme est différente. Le signal est dicté par le comportement dispersif du générateur et est obtenu à la suite du processus d'étalonnage. Quant au transducteur seul, celui-ci est excité par l'impulsion carrée de durée —, telle que définie à la figure 3.2, soit le signal d'excitation utilisé pour l'étalonnage du générateur d'onde de choc.

Pour la configuration à deux transducteurs, telle qu'illustrée à la figure 3.3, le valeur de représente le facteur d'amplification moyen obtenu sur la face du transducteur  $TR$ . Les simulations permettent aussi de mesurer le pulse de pression produit à différentes positions radiales à la sortie du générateur, soit , et le facteur d'amplification n'est plus une valeur moyenne, mais dépend alors de la position radiale . Finalement, lorsque le pulse de pression est mesuré dans l'eau avec l'hydrophone aiguille, tel qu'illustré à la figure 3.4, les valeurs de et de , utilisées dans le calcul de , correspondent aux amplitudes maximales mesurées dans le champ de pression produit devant les sources respectives, sans égard à la distance.

Afin d'exclure l'influence de l'impédance acoustique de l'analyse pour les essais expérimentaux, le même matériau a été utilisé pour la face émettrice du transducteur piézoélectrique et pour le guide d'onde (*p. ex.* aluminium). Pour cette raison, l'analyse adimensionnelle exclut la présence d'un coupleur acoustique à la sortie du guide d'onde. Le coupleur acoustique est ainsi traité comme une composante indépendante qui permet d'améliorer davantage les performances du générateur d'onde de choc, et ce, peu importe ça configuration.

## 4.2 Identification des paramètres adimensionnels

Tel qu'expliqué au début de ce chapitre, un guide d'onde n'est **pas** dispersif lorsque son rayon est très petit par rapport aux longueurs d'onde qui s'y propagent, mais il le devient dans le cas contraire. Ainsi, les caractéristiques du transducteur piézoélectrique et celles du guide d'onde doivent aller de pair afin de maximiser le facteur d'amplification du générateur. L'onde produite par un transducteur piézoélectrique est typiquement exprimée dans le domaine fréquentiel par les trois (3) paramètres suivants : (i) la fréquence de crête (*peak*) , (ii) la fréquence centrale et (iii) la bande passante  $\text{dB}$ . La fréquence de crête est définie comme la fréquence pour laquelle la magnitude du spectre du transducteur atteint sa valeur maximale. Les deux autres paramètres ont déjà été définis précédemment. Bien que les transducteurs piézoélectriques réels présentent des fréquences et qui sont généralement différentes (mais similaires), les simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec des impulsions gaussiennes pour lesquelles la fréquence de crête est égale à la fréquence centrale, soit .

Des modèles semi-analytiques sont disponibles dans la littérature pour la simulation de la propagation des ondes mécaniques dans un guide d'onde cylindrique et isotrope [145, 201]. Une barre cylindrique isotrope (guide d'onde) est complètement définie par sa géométrie et son matériau, soit par les paramètres suivants : le rayon de la barre  $r$ , la longueur de la barre  $L$ , le module d'Young  $E$ , le coefficient de Poisson  $\nu$  et la densité  $\rho$ .

Deux variables additionnelles sont requises pour la construction des termes adimensionnels. La première variable est la vitesse de propagation  $c$  des ondes infiniment longues (longueur d'onde  $\lambda \rightarrow \infty$ ) voyageant dans une barre [118, p. 42] et elle est donnée par l'équation (4.2).

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (4.2)$$

La deuxième variable est la longueur d'onde centrale  $\lambda_c$ , soit la longueur d'une onde sinusoïdale de fréquence  $f_c$  (soit la fréquence centrale d'un transducteur) voyageant à la vitesse de phase  $c$ . Elle est donnée par équation (4.3).

$$\lambda_c = \frac{c}{f_c} \quad (4.3)$$

Ces variables sont utilisées pour construire les termes adimensionnels pouvant influencer le facteur d'amplification  $G$ . L'ensemble des termes sont énumérés à l'équation (4.4).

$$\frac{dB}{dB_0} = f\left(\frac{L}{\lambda_c}, \frac{r}{\lambda_c}, \frac{E}{\rho c^2}, \nu, \frac{f_c}{f}, \frac{f_c}{f_c^0}, \frac{f_c}{f_c^0} \frac{c}{c_0}\right) \quad (4.4)$$

Ainsi, les dix (10) variables du système  $\frac{dB}{dB_0}$  permettent de construire un total de sept (7) termes adimensionnels, ce qui est en accord avec le théorème de Buckingham puisque ces variables sont définies par trois (3) dimensions physiques, soit la *masse*, le *temps* et la *longueur*<sup>3</sup>. Le premier terme adimensionnel est le facteur d'amplification  $G$  qu'on désire optimiser. Le deuxième terme est le coefficient de Poisson  $\nu$  et il est adimensionnel par définition. Le coefficient de Poisson influence le comportement dispersif du guide d'onde en modifiant le taux de variation de la vitesse de phase  $c$  en fonction de la fréquence, soit la pente des courbes de dispersion associées aux modes de propagation [54]. Le troisième terme représente la bande passante du transducteur piézo-électrique rendue adimensionnelle avec la fréquence centrale  $f_c$  du transducteur. Ce terme

---

3. Le théorème de Buckingham stipule que  $n$  variables moins trois dimensions physiques donnent termes adimensionnels, soit  $n - 3$ .

---

est remplacé à partir d'ici par la largeur de bande fractionnelle  $\frac{\Delta f}{f}$  introduite à l'équation (3.6). Les quatrième et cinquième termes de l'équation (4.4) définissent respectivement la longueur et le rayon du guide d'onde et sont rendus adimensionnels en les divisant par la longueur d'onde centrale  $\lambda_0$ . Contrairement au déplacement de type piston généré à la face émettrice du transducteur piézoélectrique, le déplacement à l'extrémité libre du générateur d'onde de choc n'est généralement pas uniforme sur le rayon. Cette variation est causée par les patrons de contraintes des modes de propagation qui varient selon la position radiale dans le guide d'onde [200]. La forme de ces patrons de contraintes est prise en compte par le sixième terme de la fonction 4.4, soit la position radiale adimensionnelle  $\frac{r}{a}$  dans la valeur de  $\frac{r}{a}$ . Le septième et dernier terme adimensionnel est le seuil de saturation  $S$  du signal d'excitation du transducteur. De plus, il est à noter que le matériau du guide d'onde est considéré comme idéal par le modèle au sens où il n'absorbe pas les ondes qui s'y propagent ; l'énergie vibratoire est conservée et non transformée en chaleur.

Par définition, les valeurs minimale et maximale du coefficient de Poisson sont respectivement 0 et 0.5 [110, p. 3]. La gamme inférieure de la plage est occupée par des matériaux hautement compressibles comme le liège, alors que la plage supérieure est occupée par des matériaux incompressibles comme le caoutchouc ou le plomb. Les matériaux situés aux deux extrémités de cette plage ne conviennent pas à la mise au point d'un amplificateur mécanique puisqu'ils atténuent énormément l'énergie des ondes mécaniques qui s'y propagent. Pour cette raison, ces matériaux sont plutôt utilisés comme isolants acoustiques [52, 257]. Ainsi, l'atténuation des ondes propre à ce type de matériau risque de rapidement éclipser le gain associé à la compression temporelle des ondes et rendrait futile l'utilisation d'une guide d'onde dispersif. Par conséquent, l'analyse adimensionnelle est réalisée pour les valeurs intermédiaires de coefficient de Poisson suivantes : (i)  $\nu = 0.2$ , soit une valeur représentative pour le verre de quartz et (ii)  $\nu = 0.3$ , soit une valeur représentative pour les métaux non précieux et non exotiques (*p. ex.* aluminium, magnésium, titane, acier et nickel). Le verre de quartz et les métaux énumérés précédemment sont considérés peu absorbants et donc sont des matériaux désirables pour la construction du guide d'onde [12].

Tel que mentionné à la section 3.1, la bande passante du système est limitée par celle du transducteur piézoélectrique. L'analyse adimensionnelle est faite sur une gamme très large de bandes passantes, soit allant de  $\frac{\Delta f}{f} = 0.1\%$  jusqu'à  $\frac{\Delta f}{f} = 10\%$ <sup>4</sup>, afin de couvrir un

---

4. Une valeur  $\frac{\Delta f}{f} = 0.1\%$  représente une sinusoïde pure et une valeur  $\frac{\Delta f}{f} = 10\%$  tend vers un pulse du type fonction delta de Dirac  $\delta(t)$ .

---



large éventail de configurations réelles possibles. Pour mettre ces nombres en perspective, la figure 4.2 montre la signature temporelle (haut) et le spectre fréquentiel (bas) de trois (3) pulses gaussiens de bandes passantes fractionnelles différentes.

Enfin, l'analyse adimensionnelle est limitée aux guides d'onde dits *allongés*, c'est-à-dire pour lesquels la longueur du guide d'onde est bien supérieure à leur rayon, soit  $L \gg R$ , et où le rayon est similaire à la longueur d'onde, soit  $R \approx \lambda$ . Les guides d'onde de plus grand rayon, soit pour lesquels  $R \gg \lambda$ , n'ont pas été considérés dans l'étude. Cependant, l'extrapolation des résultats de la présente étude suggèrent qu'ils ne produiraient pas un gain d'amplification intéressant de toute façon. Les guides d'onde très courts ( $R \ll \lambda$ ) n'ont pas été étudiés pour la même raison.

### 4.3 Présentation du modèle semi-analytique de propagation des ondes dans le guide d'onde

Le modèle semi-analytique de Puckett et Peterson [201], simulant la propagation d'ondes longitudinales axis-symétriques dans un guide d'onde cylindre (ou barre) isotropique, est utilisé pour étudier l'influence des termes adimensionnels de la fonction 4.4 sur le facteur d'amplification  $G$ , mis à part le seuil de saturation  $G_{\text{sat}}$ . Ce modèle est linéaire, c'est-à-dire que la propagation des ondes n'est pas influencée par leur amplitude. Le modèle ne tient pas compte de l'atténuation intrinsèque des matériaux ; cette propriété a été traitée séparément. Le premier ajout au code original fût d'automatiser le calcul des racines complexes (ou nombres d'onde) de la solution de Pochhammer-Chree [200, eq. 2.9]. Cet ajout permet d'inclure les modes évanescents et donc de simuler plus précisément la propagation des ondes longitudinales dans les guides d'onde. Le deuxième ajout au code fût de discrétiser la fonction de transfert du guide d'onde sur son rayon de manière à étudier l'influence de la position radiale sur le facteur d'amplification  $G$ .

Le modèle solutionne l'équation de Pochhammer-Chree ci-dessous pour l'obtention du nombre d'onde  $k_z$  en fonction de la fréquence angulaire  $\omega$  :

$$\frac{1}{k_z^2} = \frac{R^2}{\omega^2} \left( 1 - \frac{1}{k_z^2} \right) \quad (4.5)$$

avec

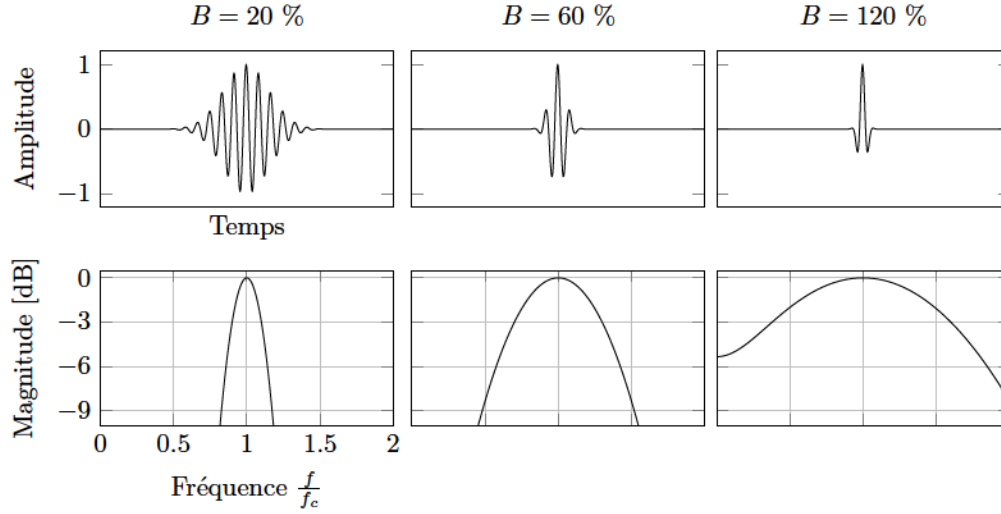


Figure 4.2 Signature temporelle et spectre fréquentiel de pulses gaussiens de différentes bandes passantes fractionnelles 20 %, 60 et 120 %—L'axe fréquentiel a été adimensionnalisé avec la fréquence centrale du pulse gaussien.

$$\begin{aligned} & \text{---} \\ & \text{---} \end{aligned} \tag{4.6}$$

et

$$\begin{aligned} & \text{---} \\ & \text{---} \end{aligned} \tag{4.7}$$

où  $J_0$  et  $J_1$  sont respectivement les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 1 et où  $v_l$  et  $v_t$  représentent respectivement la vitesse longitudinale et la vitesse transversale des ondes pour un milieu infini. Le nombre d'onde  $k$  est défini par l'équation (4.8) :

$$k = \frac{\omega}{v_p} \tag{4.8}$$

où  $v_p$  est la vitesse de phase et où les vitesses  $v_l$  et  $v_t$  sont données par les équations 4.9 et 4.10 :



$$\begin{aligned} & \text{---} \\ & \text{---} \end{aligned} \tag{4.9}$$

$$\begin{aligned} & \text{---} \\ & \text{---} \end{aligned} \tag{4.10}$$

dans lesquelles les variables  $\alpha$  et  $\beta$  sont les constantes de Lamé du matériau. Pour chaque fréquence  $\omega$ , une infinité de nombres d'onde  $k_n$  sont des racines de l'équation (4.5) et ces racines se présentent sous la forme de modes  $(n)$  de propagation. Ces racines permettent de calculer la fonction de transfert  $H_n$  reliant la pression d'excitation  $p_{in}$  à l'entrée du guide d'onde à la pression  $p_{out}$  obtenue à sa sortie, le tout dans le domaine fréquentiel et pour la position radiale  $r$ , soit :

$$\tag{4.11}$$

La fonction de transfert  $H$  est quant à elle donnée par la sommation des fonctions de transfert modale selon l'équation (4.12) :

$$\tag{4.12}$$

Ce modèle a été développé expressément pour simuler le montage expérimental présenté à la figure 3.3 où un transducteur de contact est monté à chaque extrémité d'un guide d'onde cylindrique (ou barre). Les transducteurs  $TR_1$  et  $TR_2$  sont couplés au guide au moyen d'une mince couche de fluide visqueux. La présence de ce fluide est modélisée en négligeant la transmission des ondes de cisaillement aux deux interfaces transducteur-guide d'onde. La propagation des ondes à l'intérieur de cette couche (*p. ex.* diffraction, atténuation, réflexion, etc.) est négligée on raison de la faible épaisseur de cette couche par rapport aux longueurs d'onde étudiées. De plus, le modèle assume que le vide est fait autour du guide d'onde, ce qui est représentatif du cas où le guide d'onde réel est dans l'air puisque la différence d'impédance acoustique entre le guide et le milieu environnant est similaire d'un cas à l'autre. La bande passante du système est modélisée en remplaçant l'onde carrée d'étalonnage  $p_{in}$  par un pulse gaussien. Le transducteur de mesure  $TR_2$  est considéré comme totalement absorbant, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'onde réfléchie vers le guide d'onde une fois que l'onde a atteint le transducteur  $TR_2$ . Finalement, le

modèle ignore l'atténuation des ondes reliée aux frottements internes ou aux effets visqueux (atténuation intrinsèque).

Afin d'empêcher des problèmes de repliement spectral, le taux d'échantillonnage a été fixé à quarante (40) fois la fréquence centrale du pulse gaussien d'étalonnage. De plus, le rayon du guide a été discrétisé en quarante (40) éléments par longueur d'onde de manière à bien échantillonner la forme des modes de propagation dans le guide. Tel que prescrit par Puckett et Peterson [201], un total de neuf (9) modes de propagation ont été considérés simultanément pour le calcul de la fonction de transfert du guide afin de prévenir l'instabilité du modèle tout en maintenant la précision des résultats. Les modes sont choisis en fonction de leur contribution en amplitude à la propagation des composantes fréquentielles de l'onde propagée. Finalement, toutes les simulations ont été réalisées pour une distribution radiale uniforme de la pression sur la face du transducteur *TR* (type piston).

## 4.4 Montage expérimental pour la validation des résultats

Les spécifications des transducteurs utilisés pour les essais expérimentaux sont présentées au tableau 4.1. Ces transducteurs sont de type contact<sup>5</sup> et embarquent la technologie GMP (*Gas Matrix Piezoelectric*) développée, brevetée et distribuée par la compagnie américaine *The Ultran Group*. Ces transducteurs ont été utilisés dans les montages présentés précédemment aux figures 3.3 et 3.4.

L'hydrophone aiguille (Müller-Platte, *Müller Instruments*) utilise un capteur piézoélectrique de type PVDF de moins de 0.5 mm de diamètre et a une bande passante dB couvrant les fréquences de 0.3 à 11 MHz. Le temps de réponse de l'hydrophone est très court ( ns) ce qui en fait un capteur idéal pour la mesure d'ondes de choc. La plage de mesure en pression de l'appareil va de à 1500 bar ( à 150 MPa). Cet hydrophone a été utilisé tel quel pour les mesure de pression pour les pulse émis et a été couplé à un

5. Un transducteur de type *contact* est un transducteur mono-élément émettant des ondes longitudinales et qui est conçu pour être utilisé en contact directe avec un objet (solide).

Tableau 4.1 Spécifications des transducers telles que fournies par le manufacturier (*The Ultran Group*)

Face émettrice	[kHz]	[%]	Diamètre actif [mm]	Référence (texte)
Aluminium		95	25.4	
Aluminium		95	12.7	

préamplificateur (AH-2010, *Onda Corporation*, fournit un gain d'amplification de 20 dB) pour l'acquisition de la réponse impulsionnelle lors de l'étape d'étalonnage du système dans l'eau (voir figure 3.4).

L'électronique d'excitation consiste en un générateur de signal arbitraire (PXI-5412, 14-bit, 100MS/s, *National Instruments*) et un amplificateur de puissance (GA-2500A, 400 W, 0.5 à 5 MHz, *Ritec Inc.*). La sortie du générateur de signal est un signal électrique analogique bas voltage (  $\approx 500$  mV) obtenu à partir d'un signal numérique arbitraire stocké dans la mémoire du générateur. La sortie du générateur de signal est branchée à l'entrée de l'amplificateur de puissance qui amplifie le signal pour l'excitation du transducteur. L'électronique d'acquisition consiste en une carte oscilloscope (PXI-5105, 12-Bit, 60MS/s, *National Instruments*) qui permet de numériser le signal analogique de l'hydrophone. L'hydrophone est déplacé par un robot cartésien 3-axes (*Paker Automation*,  $\approx 1$  mm de résolution) et il est contrôlé à l'aide d'un ordinateur via une carte électronique spécialisée (PXI-7330, *National Instruments*). Les différentes composantes de ce système d'acquisition, ainsi que leur synchronisation, sont gérées par le logiciel LabVIEW. LabVIEW est aussi utilisé pour le traitement de signal (*p. ex.* retournement temporel, saturation) requis lors de l'étalonnage du générateur d'onde de choc.

## 4.5 Résultats

Cette section débute par l'obtention du facteur d'amplification  $\Gamma$  pour une configuration arbitraire d'un générateur d'onde de choc. Ce premier exemple est utilisé comme configuration de référence par rapport à laquelle les configurations subséquentes sont comparées. Suivent ensuite les avantages et les limitations associés à la méthode de saturation du signal d'excitation utilisée pour amplifier davantage la valeur de  $\Gamma$ . Les sous-sections suivantes montrent comment le facteur d'amplificateur est affecté par : (i) la géométrie du guide d'onde, (ii) son matériau et (iii) les propriétés fréquentielles du transducteur piézoélectrique associé. Cette section se poursuit par une étude de la variation du facteur d'amplification en fonction de la position radiale à la sortie du guide d'onde. Finalement, le facteur d'amplification est étudié pour l'émission d'ondes de choc dans l'eau.

### 4.5.1 Première expérience

Le montage utilisé pour la première expérience est celui présenté à la figure 3.3. Dans ce montage, le transducteur d'émission ( $TR_1$ ) et le transducteur de réception ( $TR_2$ ) sont du modèle  $TR_1$  et le guide d'onde est une barre en aluminium (grade 6061-T6) de 25.4 mm

de diamètre et 972 mm de longueur. Dans ce cas<sup>6</sup>, les valeurs adimensionnalisées du rayon et de la longueur du guide d'onde sont respectivement de  $\frac{r}{\lambda} = 0.001$  et  $\frac{L}{\lambda} = 0.001$ . Les résultats de cette expérience sont présentés à la figure 4.3 et montrent un premier cas d'amplification utilisant un guide d'onde dispersif. La figure 4.3 compare le *pulse de référence*, soit le pulse généré par le transducteur seul (a) par rapport à celui généré à la sortie du guide d'onde (c). L'amplitude de tous les signaux montrés à la figure 4.3 a été normalisée par rapport à l'amplitude du *pulse de référence*. De plus, l'amplificateur de puissance est réglé à 50 % de son gain maximal dans les trois (3) cas, ce qui correspond approximativement à une tension d'excitation (enveloppe) de  $V = 800$  Vpp.

La figure 4.3a montre le *pulse de référence* tel que mesuré par le transducteur  $TR_1$ , alors que les transducteurs  $TR_1$  et  $TR_2$  sont en contact direct (avec un film de glycérine). L'impulsion de faible amplitude observée à  $t = 0$  est du bruit électrique vraisemblablement provoqué par une fuite de courant électrique du transducteur  $TR_1$  vers le transducteur  $TR_2$  lors de l'excitation.

Pour obtenir la figure 4.3b, les transducteurs sont positionnés aux deux extrémités du guide d'onde dispersif et on utilise de la glycérine comme fluide de couplage. Le transducteur  $TR_1$  est alors excité avec l'onde carrée  $V(t)$  de la même manière que pour l'obtention du *pulse de référence* de la figure 4.3a. L'onde dispersée, telle que mesurée par le transducteur  $TR_2$ , est présentée à la figure 4.3b ; cette onde représente la réponse impulsionnelle  $h(t)$  du système. À noter que l'amplitude du train d'onde ainsi obtenu est réduite d'un facteur cinq (5) et sa durée est augmentée d'un facteur cent (100) par rapport au *pulse de référence*. Ainsi utilisé, le guide d'onde agit non pas comme un amplificateur, mais plutôt comme un atténuateur.

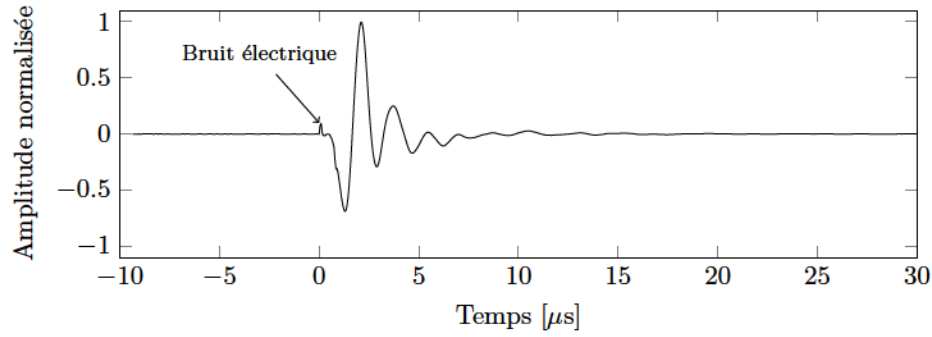
La réponse impulsionnelle  $h(t)$  est ensuite inversée temporellement pour obtenir  $h(-t)$  et ainsi construire le signal d'excitation du transducteur pour l'utilisation du générateur d'onde de choc en mode émission. Le voltage de l'amplificateur de puissance n'est pas changé à cette étape de sorte que l'enveloppe de  $V(t)$  est égale à 800 Vpp. La figure 4.3c montre le pulse généré tel que mesuré par le transducteur  $TR_2$ . Comme prévu, cette méthode produit une impulsion temporellement symétrique à la sortie du guide d'onde et l'amplitude de cette impulsion est supérieure à celle du *pulse de référence*. Selon l'équation (4.1), le facteur d'amplification ainsi obtenu est de 6.3. Les pulses secondaires observés approximativement à  $t = \pm 100$  s du pulse principal centré à  $t = 0$  s (voir figure 4.3c, Agrandissement) sont des artéfacts de la méthode et sont reliés à la perte d'information lors de l'acquisition de la réponse impulsionnelle  $h(t)$ . À cet effet, la figure 4.4 compare

---

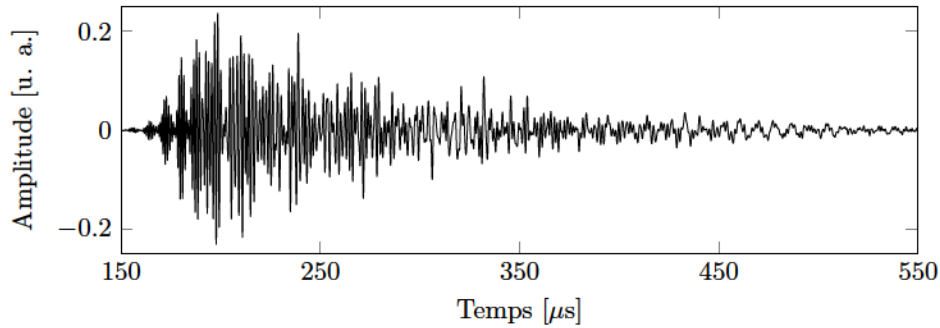
6. Avec :  $\lambda = 1.5$  GPa,  $\rho = 1.5$  kg/m<sup>3</sup> et  $f = 1.5$  kHz

---

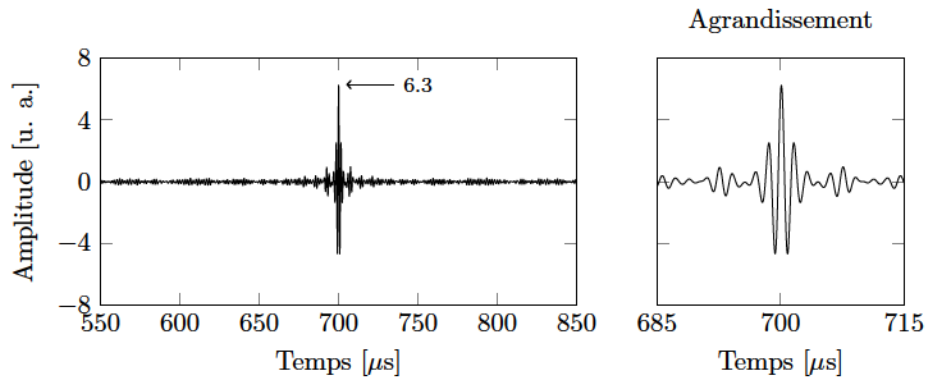




(a) Pulse de pression (*pulse de référence*) normalisé tel que mesuré par le transducteur  $TR$  lorsque les transducteurs sont en contact avec un film de glycérine—Le transducteur  $TR$  est excité avec le pulse carré centré à .



(b) Réponse impulsionnelle du générateur d'onde de choc telle que mesurée par le transducteur  $TR$  à la sortie du guide d'onde pour la configuration présentée à la figure 3.3



(c) Pulse de pression mesuré par le transducteur  $TR$  à la sortie du guide d'onde lorsque le transducteur  $TR$  est excité avec la réponse impulsionnelle retournée temporellement pour la configuration présentée à la figure 3.3

Figure 4.3 Pulses de pression et réponse impulsionnelle obtenus pour la première expérience—Le voltage d'excitation est le même pour les cas (a) à (c). Configuration du générateur d'onde de choc : %, , et . Les amplitudes sont normalisées par rapport à l'amplitude du *pulse de référence*.

le spectre fréquentiel du *pulse de référence* avec celui de la réponse impulsionnelle et montre clairement la perte d'information qui se produit lors de l'acquisition de cette dernière. Alors que le spectre fréquentiel du *pulse de référence* est plutôt lisse sur la bande passante du système, on remarque plusieurs creux dans le spectre de la réponse impulsionnelle. Ces creux représentent une perte d'information et sont une conséquence du moyennage spatial de la pression mesurée par le transducteur  $TR$  lors de l'acquisition de la réponse impulsionnelle du système. Cette perte d'information est accentuée lors de la mesure du pulse à la sortie du guide d'onde par le transducteur  $TR$  alors que le moyennage y opère pour une deuxième fois. À cet effet, la figure 4.5 compare le spectre du *pulse de référence* à celui du pulse reconstruit à la sortie du guide d'onde et on y remarque bien l'accentuation de la perte d'information par rapport au *pulse de référence*. Bien qu'il soit possible de traiter la réponse impulsionnelle mesurée de manière à compenser pour cette perte d'information et ainsi éliminer les pulses secondaires du pulse généré, il a été démontré par Dion [62, p.111–114] que ce processus mène aussi nécessairement à une réduction de l'amplitude du pulse principal. Ce traitement de signal pourrait être bénéfique pour une application d'imagerie médical où la résolution spatiale de l'image est reliée à la signature temporelle de l'onde de sondage émise, mais ce traitement n'est pas approprié pour une application thérapeutique où l'amplitude de la pression émise doit être maximisée comme dans le cas présent.

### 4.5.2 Effet du seuil de saturation sur

Le facteur d'amplification obtenu lors de la première expérience ( , voir section 4.5.1) peut être amélioré sans modifier ni le montage ni le voltage d'excitation, mais simplement en saturant le signal d'excitation du transducteur  $TR$  . Pour ce faire, le signal est d'abord saturé à un certain pourcentage de l'amplitude maximale de son enveloppe, défini comme le *seuil* de saturation, puis amplifié jusqu'à 800 Vpp par l'amplificateur de puissance. Cette opération de saturation dénature la réponse impulsionnelle du système et introduit donc invariablement du bruit dans le pulse généré en sortie du générateur d'onde de choc. Ce bruit est quantifié en décibel (dB) selon l'équation (4.13) où est l'amplitude du pulse principal (le *signal*) et est l'amplitude maximale (positive ou négative) de n'importe qu'elle autre partie de l'onde générée (le *bruit*).

$$\text{SNR} = \frac{A_{\text{signal}}}{A_{\text{bruit}}} \quad (4.13)$$



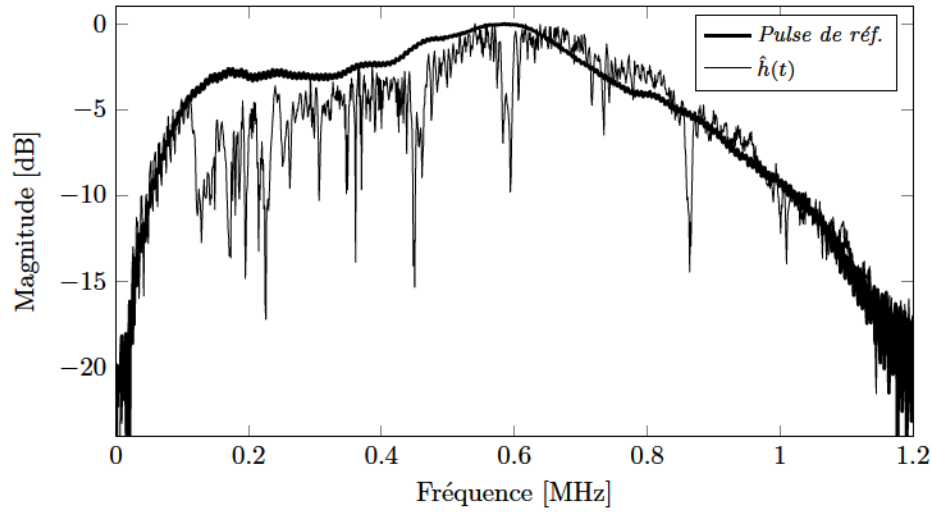


Figure 4.4 Spectres fréquentiels des signaux temporels des figures 4.3a et 4.3b pour le *pulse de référence* et la réponse impulsionnelle lors de l'étalonnage du système

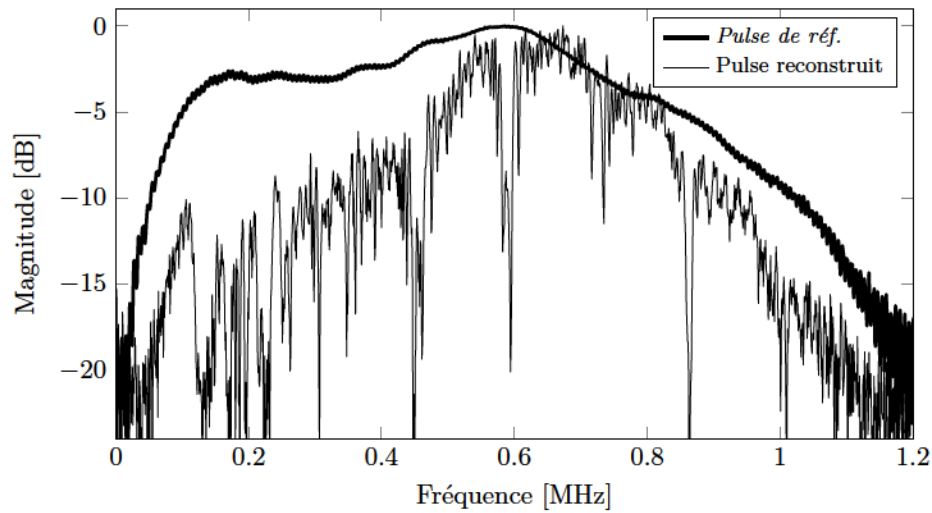


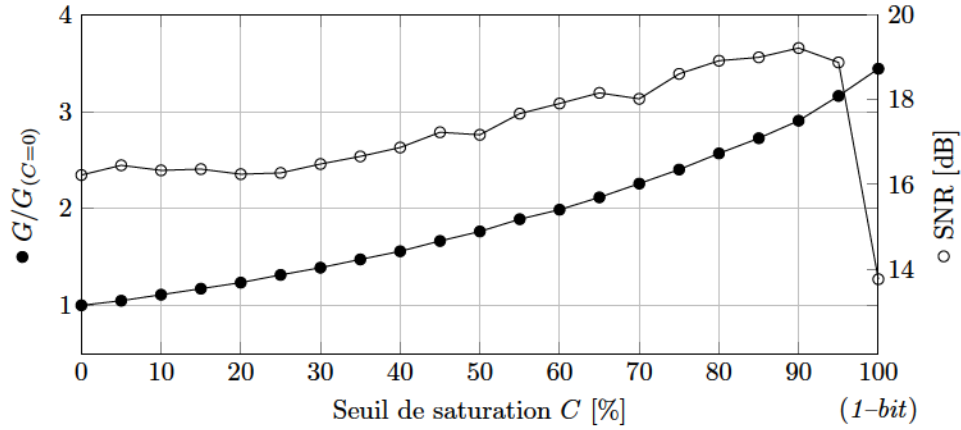
Figure 4.5 Spectres fréquentiels des signaux temporels des figures 4.3a et 4.3c pour le *pulse de référence* et le pulse reconstruit à la sortie du guide d'onde après l'étalonnage du système

La figure 4.6 présente l'effet du seuil de saturation sur le facteur d'amplification et sur le rapport signal-bruit SNR pour la configuration utilisée lors de la première expérience (section 4.5.1). Tel que montré à la figure 4.6a (axe de gauche), le facteur d'amplification augmente avec le seuil de saturation, le gain maximum étant obtenu pour un seuil de saturation à 100 %, soit le cas où seulement le signe de l'onde est conservé (ou *1-bit*). Pour cette configuration expérimentale, le gain additionnel obtenu par saturation complète ( %) du signal d'excitation est de 3.4 ; le gain d'amplification final est donc . Ainsi, la méthode de traitement de signal dite du *1-bit*, jumelée à cette configuration spécifique du générateur d'onde de choc, permet de produire un pulse de pression d'amplitude plus grande que l'amplitude du pulse produit par le transducteur *TR* seul, et ce, pour le même voltage d'excitation.

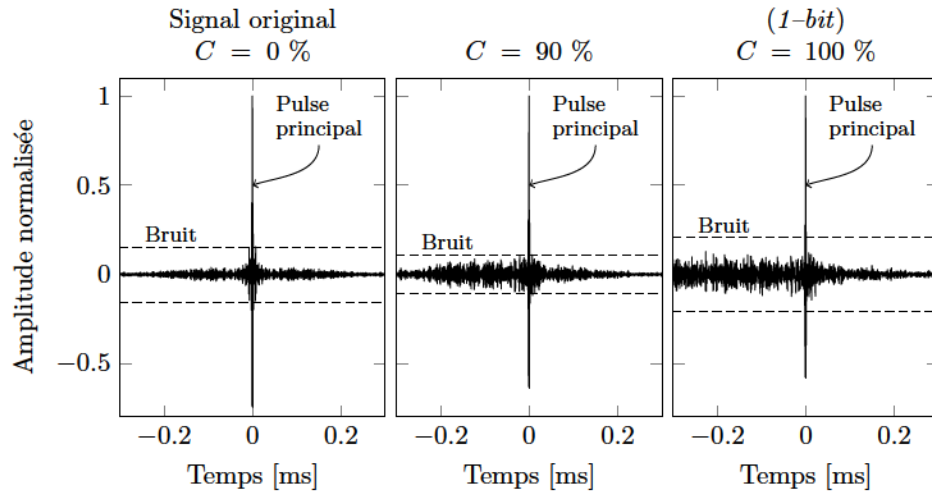
Aussi montré à la figure 4.6a (axe de droite), le gain additionnel de saturation est obtenu au détriment de l'augmentation du niveau de bruit dans le pulse émis. Ainsi le rapport-signal bruit est inférieur de près de 3 dB pour une saturation complète du signal d'excitation comparé au signal original sans saturation (SNR *vs* 16.2). La distribution temporelle du bruit autour du pulse principal est montrée à la figure 4.6b pour trois (3) valeurs du seuil de saturation. Le bruit mesuré pour le signal d'excitation original ( %) montre une distribution symétrique à typique de la méthode d'étalonnage. Cependant, la distribution du bruit est asymétrique pour le cas *1-bit* alors que la majeure partie du bruit est mesurée avant l'arrivée du pulse principal.

Une manière de réduire l'amplitude relative du bruit tout en préservant le facteur d'amplification est de saturer le signal d'excitation à une valeur intermédiaire (entre 0 et 100 %). En se référant à la figure 4.6a, la tendance du SNR est de s'améliorer avec l'augmentation du seuil de saturation jusqu'à une valeur de 90 %, valeur au delà de laquelle le rapport signal-bruit chute abruptement pour une saturation complète dite du *1-bit*. Strictement du point de vue du SNR, il y a donc un bénéfice à saturer le signal d'excitation à un niveau élevé, mais pas absolu, au lieu d'utiliser la méthode du *1-bit*. Par exemple, un seuil de saturation à % permet d'obtenir 94 % du gain additionnel (soit 3.2 *vs* 3.4), et ce, pour un rapport signal-bruit supérieur de 5.1 dB par rapport au cas *1-bit*.

La méthode d'amplification par saturation introduit inévitablement des ondes parasites situées principalement en amont du pulse principal (voir figure 4.6b, graphique du centre). Selon la figure 4.6, plus le seuil de saturation est élevé, plus le pulse de pression généré apparaît bruité. Cependant, puisque le rapport signal-bruit s'améliore avec l'augmentation du seuil de saturation (jusqu'à % dans le cas présent), les ondes parasites peuvent ne pas être problématiques selon l'application.



(a) Évolution du facteur d'amplification normalisé (par rapport à , soit le facteur d'amplification sans saturation) et du rapport signal-bruit (SNR) du pulse généré en fonction du seuil de saturation du signal d'excitation



(b) Aperçu des pulses générés pour trois valeurs du seuil de saturation—L'amplitude des pulses est normalisée afin d'apprécier l'amplitude relative du bruit (lignes pointillées) par rapport à l'amplitude du pulse principal.

Figure 4.6 Évolution du facteur d'amplification et du rapport signal-bruit (SNR) du pulse généré en fonction du seuil de saturation du signal d'excitation—Le montage expérimental utilisé pour générer ces graphiques est celui de la figure 4.3 et la configuration du générateur d'onde de choc est : %, et .

### 4.5.3 Effet du coefficient de Poisson et du rayon du guide sur

L'influence combinée du coefficient de Poisson  $\nu$  et du rayon adimensionnel du guide d'onde ( $a$ ) sur le facteur d'amplification  $G$  est d'abord étudiée à partir du modèle semi-analytique présenté à la section 4.3. Telle que mentionné précédemment, les simulations sont faites pour deux valeurs intermédiaires de coefficient de Poisson, soit  $\nu = 0.17$  et  $\nu = 0.33$ , et pour une plage de rayons adimensionnels variant de 0 à 2.5. À titre de référence, une valeur  $a = 1$  représente un guide d'onde en aluminium de 20.9 mm de rayon pour une fréquence centrale  $f_0$  de 600 kHz. Les autres termes adimensionnels de l'équation (4.4) sont gardés constants pour les simulations, soit un guide d'onde de longueur  $L = 10$ , une bande passante fractionnelle  $\Delta f/f_0 = 10\%$  et un seuil de saturation nul.

La figure 4.7 présente les résultats de cette étude superposés aux courbes de dispersion du guide d'onde. La ligne pleine (avec les points) représente le facteur d'amplification  $G$  pour différents rayons adimensionnels, alors que les lignes pointillées (associées à l'axe de droite) représentent la vitesse de phase adimensionnelle ( $c/c_0$ ) pour les onze (11) premiers modes longitudinaux— à  $a = 2.5$ . Ces courbes sont communément appelées les *courbes de dispersion* [172]. Chaque ligne pointillée représente un mode vibratoire axisymétrique<sup>7</sup> longitudinal pour lequel le déplacement des particules est dans le même axe que la direction de propagation des ondes. Les modes longitudinaux se distinguent les uns des autres par leur patron de déplacement unique [286]. Les bandes fréquentielles **non dispersives** d'un mode se situent aux endroits où la vitesse de phase est constante avec la fréquence, alors que les zones **dispersives** correspondent aux bandes fréquentielles sur lesquelles la variation de la vitesse de phase est non nulle.

Tel que montré aux figures 4.7a and 4.7b, le facteur d'amplification  $G$  augmente abruptement pour les valeurs faibles de  $a$  jusqu'à atteindre un maximum autour de  $a \approx 0.5$ , puis diminue tout aussi rapidement alors que le rayon du guide d'onde augmente par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$ . Les courbes de dispersions ont été ajoutées en arrière-plan afin de mettre en évidence le fait que la valeur maximale de  $G$  coïncide avec la région dispersive du premier mode  $(0,1)$ . Le facteur d'amplification atteint un maximum local à  $a \approx 0.5$  et à  $a \approx 1.5$  pour un coefficient de Poisson de 0.17 et 0.33 respectivement.

---

7. En se référant à un système de coordonnées polaires ( $r, \theta$ ), un mode axisymétrique est un mode pour lequel le patron de déplacement est uniquement fonction de la position radiale  $r$ , c'est-à-dire qu'il est constant pour toutes valeurs de l'angle  $\theta$ . Les modes de flexion d'une barre sont un exemple de modes qui ne sont pas axisymétriques puisqu'un côté de la barre ( $\theta = 0^\circ$ ) est soumis à de la tension alors que l'autre côté ( $\theta = 180^\circ$ ) est soumis à de la compression; l'amplitude de la contrainte augmentant avec la distance du plan médian où la contrainte de flexion est nulle.

---

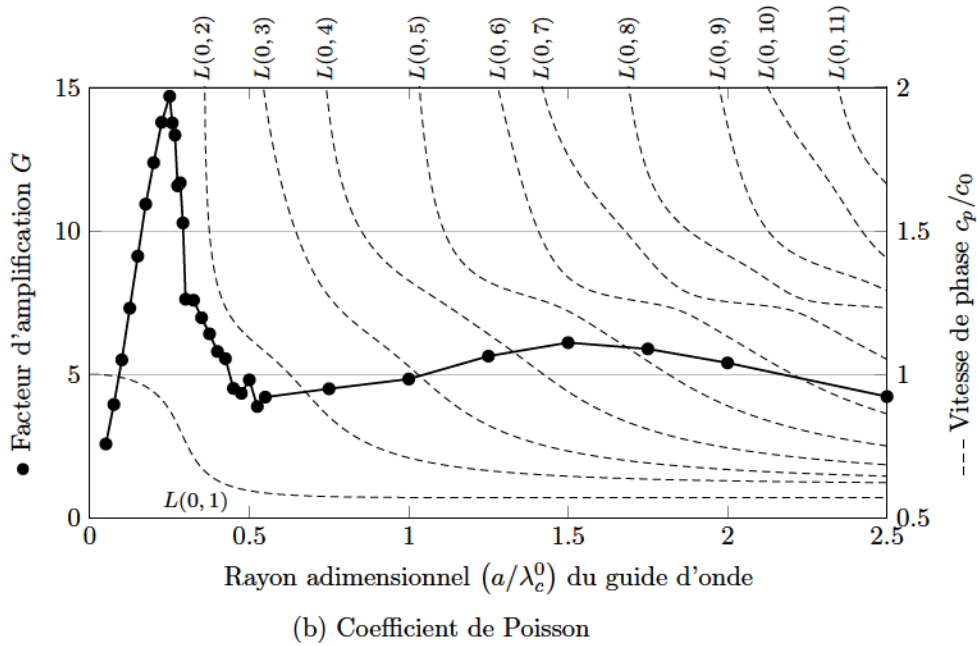
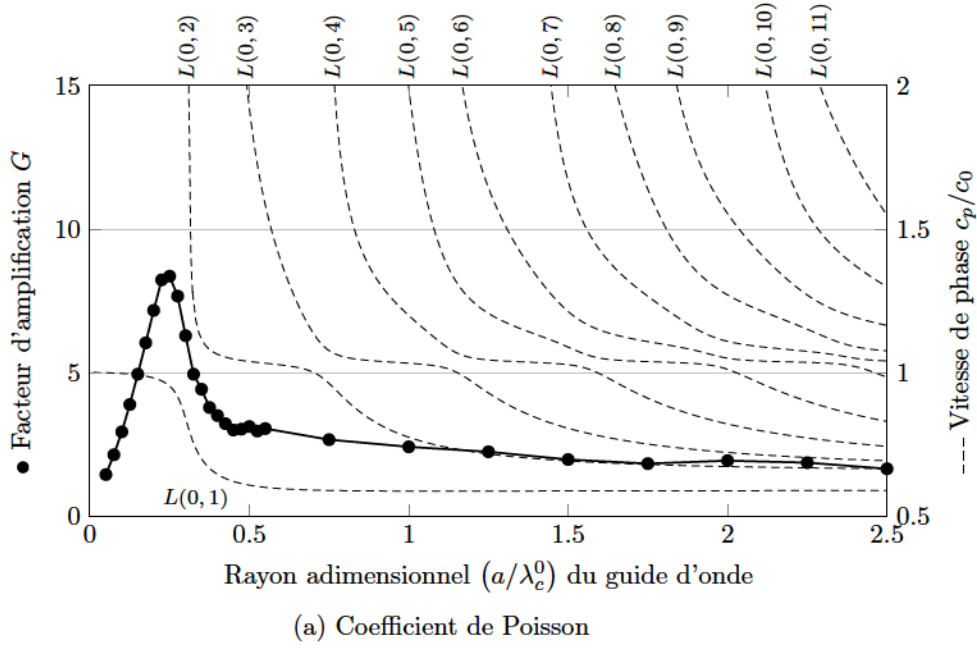


Figure 4.7 Facteur d'amplification pour différents rayons adimensionnels de guide d'onde et superposition des courbes de dispersion des onze (11) premiers modes longitudinaux—Pour deux valeurs de coefficient de Poisson, un guide d'onde de longueur , une bande passante fréquentielle % et un seuil de saturation nul. L'axe des pour les courbes de dispersion est , où avec représentant la variable fréquentielle. (*Résultats de simulation*)



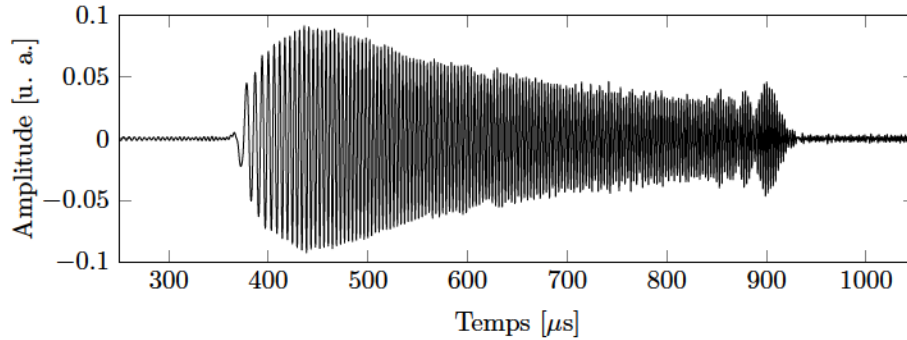
Dans les deux cas, le facteur d'amplification diminue lentement pour des rayons adimensionnels supérieurs à 2. Par conséquent, le facteur d'amplification est maximisé lorsque le transducteur piézoélectrique excite uniquement la région dispersive du premier mode . Le système ne semble pas bénéficier de la dispersion sur plusieurs modes (dite *multi-modale*) qui se produit pour des valeurs  $\gamma > 2$  contrairement à ce qui a été rapporté par Dion [62].

Il apparait clair aussi que le facteur d'amplification augmente avec le coefficient de Poisson. En effet, un coefficient de Poisson de 0.17 produit un facteur d'amplification maximal de 8.4, alors qu'il produit un facteur d'amplification maximal de 10.5 pour un coefficient de Poisson de 0.33 (voir figure 4.7). Il semble que le facteur d'amplification continue d'augmenter pour des valeurs supérieures de coefficient de Poisson. Ainsi, dans les mêmes conditions ( $\gamma = 0.33$ ,  $\nu = 0.33$ ), le modèle prédit un facteur d'amplification de 12.5 (à  $\gamma = 0.42$ ) pour un coefficient de Poisson de 0.42, soit pour un guide d'onde en plomb. Cependant, le plomb ferait un très mauvais choix de guide d'onde puisqu'il est hautement absorbant [12].

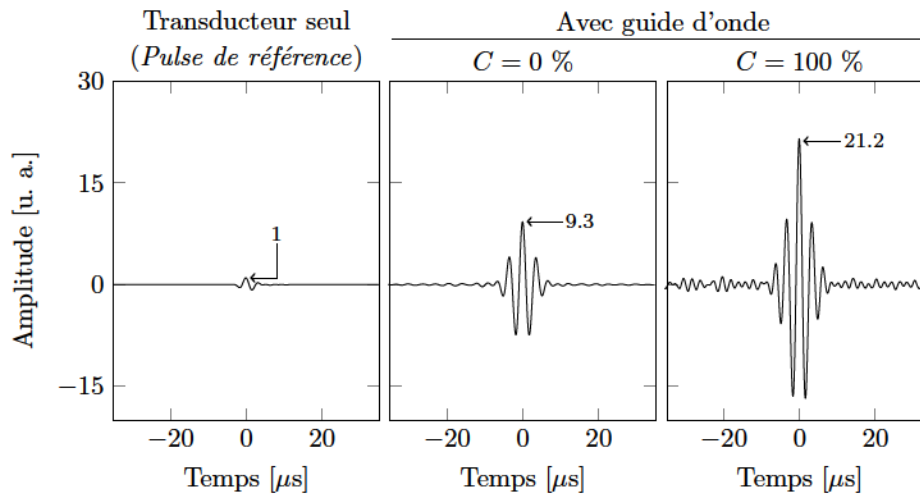
Un montage a été assemblé afin de vérifier expérimentalement la présence du rapport optimal rayon-longueur d'onde se produisant aux environs de  $\gamma = 2$  tel qu'observé en simulation. Pour ce faire, un générateur a été assemblé à partir d'un transducteur jumelé à un guide d'onde en aluminium de 4 mm de rayon ( $\gamma = 2$ ) et de 1830 mm de longueur ( $\gamma = 2$ ). Dans ce cas, le diamètre du transducteur est supérieur à celui du guide d'onde (12.7 mm *vs* 8 mm) ce qui cause un problème pour le calcul du facteur d'amplification . En effet, l'amplitude du signal mesuré par un transducteur piézoélectrique dépend de la pression moyenne appliquée sur sa face. Ainsi, le *pulse de référence* obtenu avec les deux transducteurs en contact serait surestimé par rapport au pulse obtenu à la sortie du guide d'onde. Afin d'éliminer ce biais, un disque en aluminium de 1 mm d'épaisseur (donc non dispersif) et de 8 mm de diamètre a été introduit entre les transducteurs  $TR$  et  $TR$  . De cette façon, le diamètre effectif est égal pour la mesure du *pulse de référence* et pour le guide d'onde. La figure 4.8b compare le pulse de pression obtenu avec la configuration dite *optimale* par rapport au *pulse de référence*.

Tel que montré à la figure 4.8a, la réponse impulsionnelle obtenue avec cette configuration dite optimale présente un comportement particulièrement dispersif. En effet, comparée à la réponse impulsionnelle montrée à la figure 4.3b pour un rapport  $\gamma = 2$ , la réponse impulsionnelle de la configuration optimale dure plus longtemps (565  $\mu$ s *vs* 300  $\mu$ s) et a une amplitude plus faible (0.09 *vs* 0.23). May [151] fait la même observation pour la conception d'une ligne à retard, alors qu'il mentionne qu'un rapport  $\gamma = 2$  produit





(a) Réponse impulsionnelle du système incluant le guide d'onde dispersif et les transducteurs  $TR$  et  $TR$  selon le montage expérimental de la figure 3.3



(b) Comparaison du pulse généré avec le guide d'onde (centre et droite)—en utilisant la réponse impulsionnelle (a) retournée temporellement comme signal d'excitation—au pulse généré par le transducteur seul (gauche) excité avec l'onde carrée de même voltage.

Figure 4.8 Amplification du pulse pour un système opérant au rapport rayon-longueur d'onde optimal, soit —Le voltage du signal d'excitation est le même dans tous les cas. Les transducteurs d'émission ( $TR$ ) et de réception ( $TR$ ) sont du même modèle . Le guide d'onde est en aluminium ( ), son rayon est de mm et sa longueur est de mm ( , ). Les amplitudes en (a) et (b) sont normalisées par rapport au *pulse de référence*.

une réponse fortement indésirable puisque le pulse de sortie est indiscernable du pulse d'entrée de la ligne à retard.

Tel que prédit par le modèle, le facteur d'amplification est supérieur pour la configuration optimale ( ) qu'il ne l'est pour ( *vs* ), voir la figure 4.8b et la figure 4.3c). De plus, le facteur d'amplification obtenu expérimentalement ( ) est égal à la valeur prédite par le modèle (voir note Fig. 4.6b à la figure 4.9b). À noter que le pulse principal obtenu avec la configuration optimale est plus net que pour des valeurs supérieures de . En effet, les pulses secondaires observés à la figure 4.3c pour sont d'amplitude plus élevée comparés aux pulses secondaires observés pour la configuration optimale—voir la figure 4.8b (centre).

Tel qu'anticipé, un gain additionnel est observé lorsque le signal d'excitation est saturé. En référence à la figure 4.8b (graphique de droite), le facteur d'amplification atteint une valeur finale pour un seuil de saturation de 100 % (ou *1-bit*), ce qui représente un gain de saturation additionnel de par rapport au cas sans saturation ( ). Le gain additionnel de saturation est donc plus faible pour la configuration dite *optimale* qu'il ne l'était pour la configuration pour laquelle où il était de (voir figure 4.6). Ainsi, il semble que le gain additionnel apporté par la saturation du signal d'excitation soit moins grand lorsque le générateur est opéré à la configuration optimale ( ) qu'il ne l'est pour la configuration intermédiaire ; cependant, le facteur d'amplification global est quasi identique pour les deux cas (21.2 *vs* 21.4).

#### 4.5.4 Effet de la longueur du guide d'onde sur

Un autre moyen d'augmenter le facteur d'amplification est d'allonger le guide d'onde. En effet, augmenter la distance parcourue par les composantes fréquentielles augmente nécessairement le délai entre leur arrivée respective à la sortie du guide d'onde si ces composantes fréquentielles voyagent à des vitesses différentes ; et c'est le cas dans un guide d'onde dispersif. L'étalement temporel (ou compression temporelle selon l'utilisation) qui s'en suit favorise donc le facteur d'amplification du guide d'onde. Puisque le modèle ne tient pas compte du facteur d'atténuation intrinsèque du matériau, le guide d'onde peut être allongé à l'infini en simulation produisant un facteur d'amplification toujours plus grand. En revanche, le facteur d'amplification d'un guide d'onde réel atteindra éventuellement une valeur maximale pour une longueur de guide au delà de laquelle l'atténuation intrinsèque du matériau prendra nécessairement le dessus et annulera tout gain supplémentaire. Même si le modèle néglige ces pertes, il demeure intéressant d'utiliser ce modèle pour étudier l'impact de la longueur du guide d'onde sur le facteur d'amplification ; les résultats ainsi

obtenus resteront applicables pour des matériaux peu atténuants (*p. ex.* aluminium, titane, acier, etc.) et pour des guides d'onde de longueur *raisonnable* (      m).

Dans cette optique, le modèle est utilisé pour simuler des rapports      couvrant la plage de 10 à 1200. À titre de référence, pour une fréquence centrale de 600 kHz, un rapport de 1200 représente un guide d'onde en aluminium de 10 m de longueur. Les simulations couvrent les coefficients de Poisson 0.17 et 0.33 ainsi que les rayons adimensionnels variant de 0.2 à 2.5. Des courbes de tendance (loi de puissance) du type      sont obtenues à partir des résultats de simulations. La figure 4.9 présente quelques unes des courbes obtenues par simulation alors que le tableau 4.2 présente les constantes et l'erreur d'approximation (      ) des tendances pour la totalité des cas simulés. Le tableau 4.2 est divisé en deux sections : la section du haut présente les résultats pour une largeur de bande fréquentielle de      % alors que la section du bas présente les résultats pour      % (ces derniers cas ne sont pas représentés à la figure 4.9).

Tel qu'anticipé, la tendance observée est que le facteur d'amplification      augmente avec la longueur du guide d'onde (voir figure 4.9). De plus, la loi de puissance semble être une bonne estimation de l'évolution de      avec l'allongement du guide d'onde. L'erreur d'ajustement des courbes de tendance      est faible alors que les valeurs de      sont majoritairement supérieures à 0.96, à l'exception de six (6) cas où      est tout de même supérieur à 0.90 (voir tableau 4.2). La figure 4.9 montre aussi que l'avantage du coefficient de Poisson élevé sur le facteur d'amplification      , observé à la section 4.5.3, est conservé peu importe le diamètre du guide d'onde et peu importe sa longueur.

Au rapport rayon-longueur d'onde optimal, soit pour      , le facteur d'amplification      est approximativement proportionnel à la racine carrée (      ) de la longueur du guide, soit      , et ce, indépendamment du coefficient de Poisson du matériau ou de la largeur de bande du pulse. Ainsi, la valeur de      est doublée quand la longueur du guide d'onde est multipliée par quatre (4) pour cette configuration optimale. Cependant, l'exposant de la loi de puissance décroît rapidement lorsque le rapport      s'éloigne de la valeur optimale, autant pour les valeurs inférieures à 0.25 que pour les valeurs supérieures. Ainsi, le facteur d'amplification      est non seulement réduit si le rayon du guide d'onde n'est pas égal au rapport      optimal (se référer à la figure 4.7), mais l'augmentation de      est aussi moins rapide avec l'allongement du guide d'onde. Par exemple, pour un exposant      (observable autour de      , pour      et      %) le guide d'onde doit être seize (16) fois plus long pour doubler la facteur d'amplification ou doit être trente-deux (32) fois plus long pour une configuration donnant un exposant      (par exemple pour      ,      et      %).

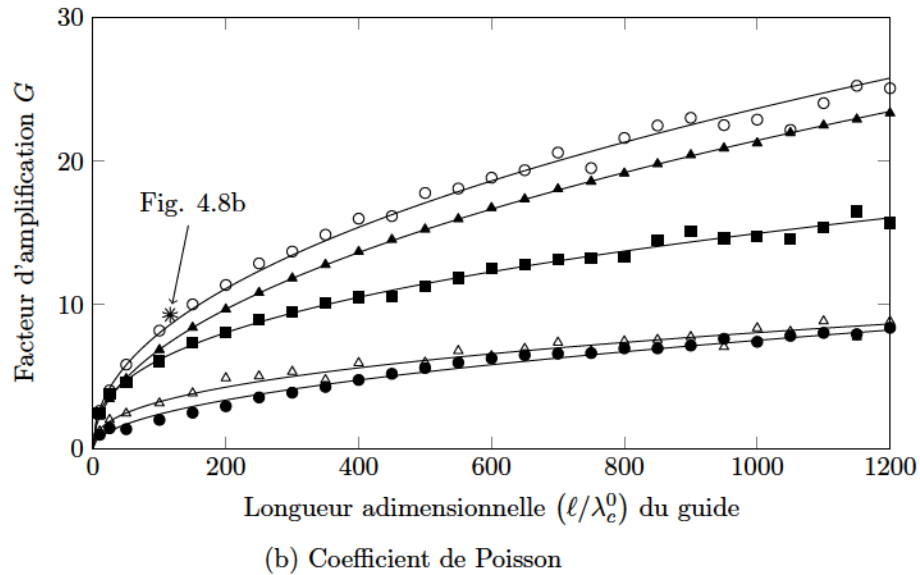
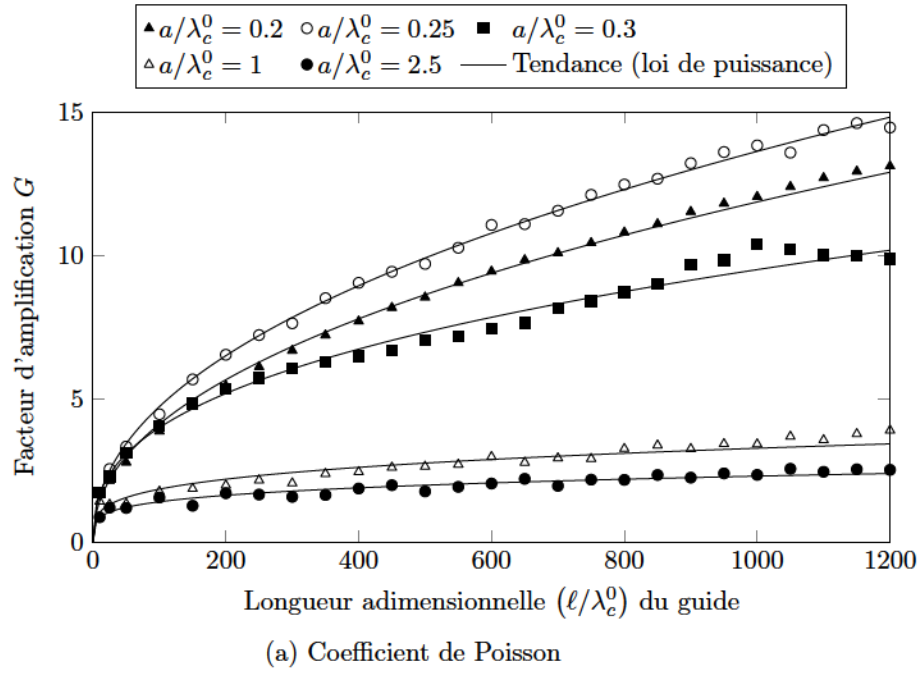


Figure 4.9 Évolution du facteur d'amplification en fonction de la longueur du guide d'onde pour différents rayons et pour deux valeurs de coefficient de Poisson—La largeur de bande fractionnelle pour ces simulations est % et la saturation du signal est nulle. Les paramètres des courbes de tendance et l'erreur d'approximation sont présentés au tableau 4.2. (*Résultats de simulation sauf pour le point expérimental Fig. 4.8b*)





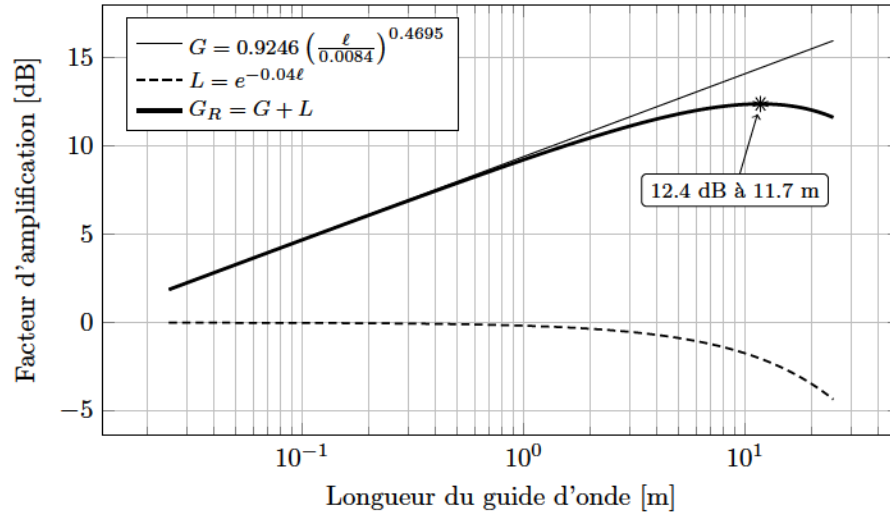


Figure 4.10 Évolution du facteur d'amplification (équation tirée du tableau 4.2 pour  $\nu = 0.17$ ,  $\rho = 2700$  kg/m<sup>3</sup>, et  $E = 70$  GPa), des pertes dues à l'atténuation intrinsèque du matériau ( $\alpha = 0.04$  Np/m), et du facteur d'amplification réel en fonction de la longueur du guide d'onde—Pour un guide d'onde en aluminium ( $\nu = 0.17$ ,  $\rho = 2700$  kg/m<sup>3</sup>,  $E = 70$  GPa), jumelé à un transducteur et pour lequel le rapport rayon-longueur d'onde est optimal ( $r/l = 0.0084$ ).

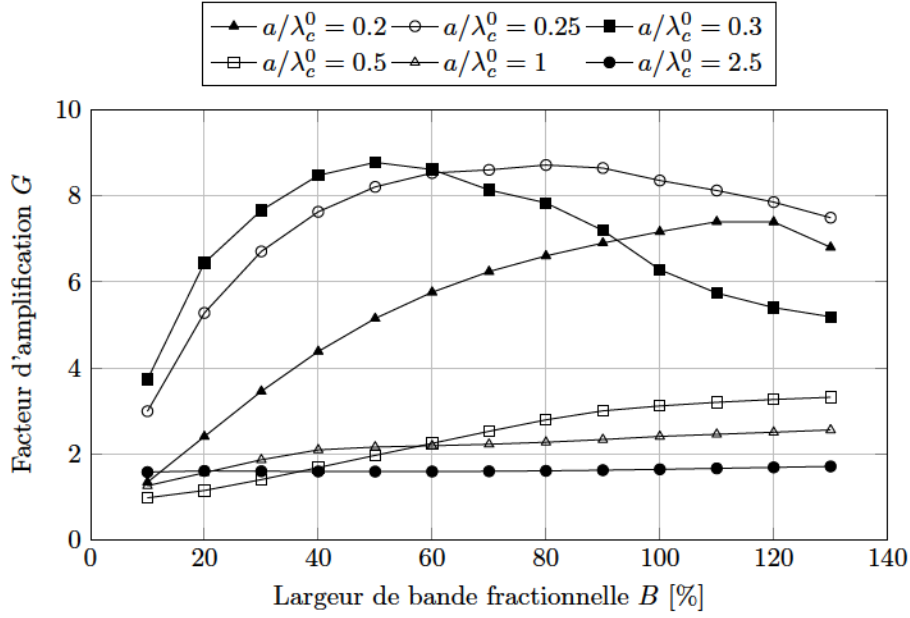
notera aussi que l'impact de l'atténuation est négligeable pour les guides d'onde d'un (1) mètre ( ) et moins. Ces valeurs sont uniquement représentatives du cas sans saturation ( ), ainsi la longueur optimale sera nécessairement supérieure pour un seuil de saturation non nul.

#### 4.5.5 Effet de la bande passante du transducteur sur

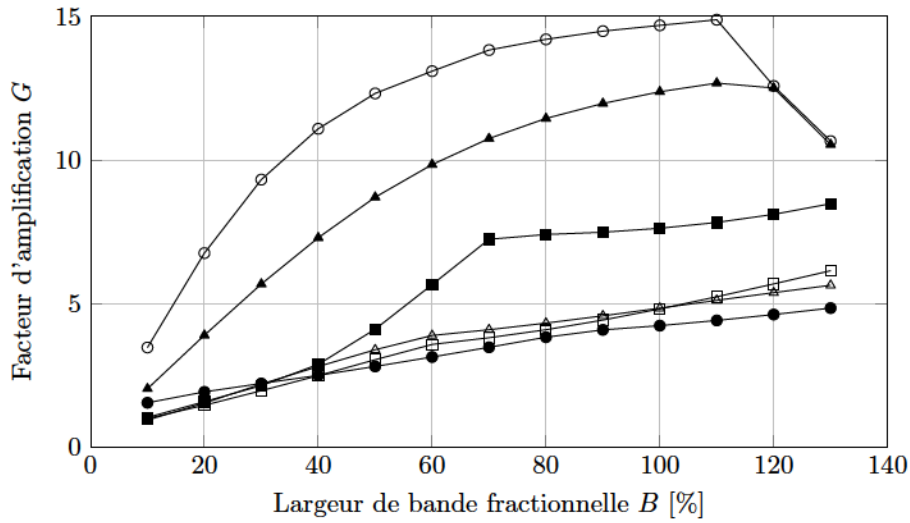
Tel que montré à la figure 4.2, plus la bande passante d'un pulse est large, plus le pulse est court dans le domaine temporel. Un pulse court est préféré pour la conception du générateur puisqu'il s'apparente à l'onde de choc produite par les lithotriteurs conventionnels. Il est donc intéressant d'étudier l'influence de la largeur de bande du transducteur sur le facteur d'amplification. Pour ce faire, la valeur de  $\beta$  a été calculée pour des largeurs de bande fractionnelle variant de 10 à 130 %. Ces simulations ont été réalisées pour les coefficients de Poisson 0.17 et 0.33, pour une longueur de guide  $l = 1$  m et pour un rapport  $r/l$  variant de 0.2 à 2.5. Les résultats sont présentés à la figure 4.11.

La tendance générale observée aux figures 4.11a et 4.11b est que le facteur d'amplification augmente avec la largeur de bande et que le taux de variation de  $\beta$  dépend des autres paramètres du système. Il y a cependant des exceptions à cette tendance autour de l'intervalle  $r/l \in [0.5, 1]$ . Sur cet intervalle, le facteur d'amplification commence par





(a) Coefficient de Poisson



(b) Coefficient de Poisson

Figure 4.11 Facteur d'amplification pour différentes valeurs de largeur de bande fractionnelle, différents rayons adimensionnels et deux valeurs de coefficient de Poisson—La longueur de guide d'onde est et le seuil de saturation est nul pour ces simulations. (*Résultats de simulation*)

augmenter avec la largeur de bande, atteint un maximum, puis diminue avec toute augmentation additionnelle de la largeur de bande. En se rappelant que le rapport rayon-longueur d'onde optimal est atteint lorsque la fréquence centrale du transducteur coïncide avec la région dispersive du premier mode (se référer à la section 4.5.3), on observe une diminution du facteur d'amplification lorsque la largeur de bande excède cette région.

Tel que montré à la figure 4.12, la région dispersive du premier mode est d'autant plus exploitée que la largeur de bande est grande. Ainsi, le contenu fréquentiel du pulse ne chevauche qu'une petite partie de la région dispersive lorsque %, alors que cette région est bien couverte pour les cas % et 130 %. Cette observation est cohérente avec l'augmentation initiale du facteur d'amplification avec la largeur de bande (voir figure 4.11). Cependant, on observe que le facteur d'amplification commence à diminuer quand le deuxième mode est lui aussi excité par la bande passante du pulse. Malgré la nature initialement dispersive du deuxième mode, son inclusion ne semble pas favorable au facteur d'amplification. Cette observation explique probablement pourquoi le rapport rayon-longueur d'onde optimal ne se situe pas à l'endroit où le taux de variation de la vitesse de phase est maximal (autour de sur la figure 4.12), mais qu'il est un peu décalé vers la gauche comme pour éviter ce deuxième mode. Pour un coefficient de Poisson de 0.17, le rapport rayon-longueur d'onde optimal passe ainsi de 0.3 à 0.25 à mesure que la bande passante s'élargit (voir figure 4.11a). En revanche, pour un coefficient de Poisson de 0.33, le deuxième mode est plus éloigné vers la droite de la région dispersive du premier mode (voir figure 4.7b) et donc le rapport rayon-longueur d'onde optimal demeure à pour toute la gamme des valeurs simulées (voir figure 4.11b).

#### 4.5.6 Effet de la position radiale sur

Jusqu'ici, l'amplitude du pulse émis était mesurée à l'aide d'un transducteur piézoélectrique recouvrant complètement la sortie de la source et représentait donc l'amplitude moyenne du pulse émis sur cette face. Les valeurs de facteur d'amplification ainsi obtenues étaient donc aussi des valeurs moyennes. Bien que la distribution de pression est généralement uniforme à la face émettrice d'un transducteur piézoélectrique de contact, rien ne garantit que c'est aussi le cas à la sortie du générateur d'onde de choc. En effet, l'onde plane (type piston) introduite à l'entrée du guide d'onde se déforme temporellement et spatialement lors de son passage au sein du guide d'onde dispersif et donne ainsi naissance à une distribution radiale complexe de la pression. Cette distribution de la pression est intéressante puisqu'elle qui donne naissance au champ de pression devant le générateur

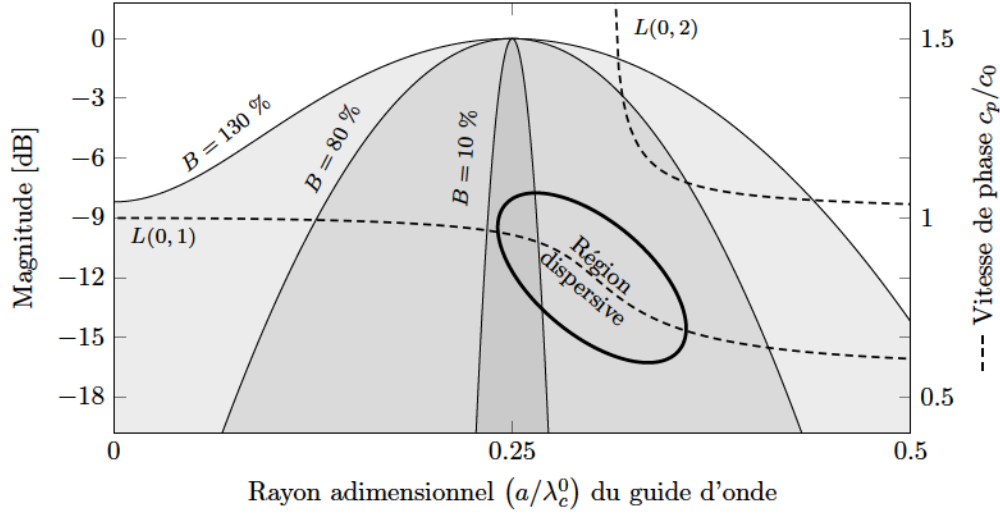
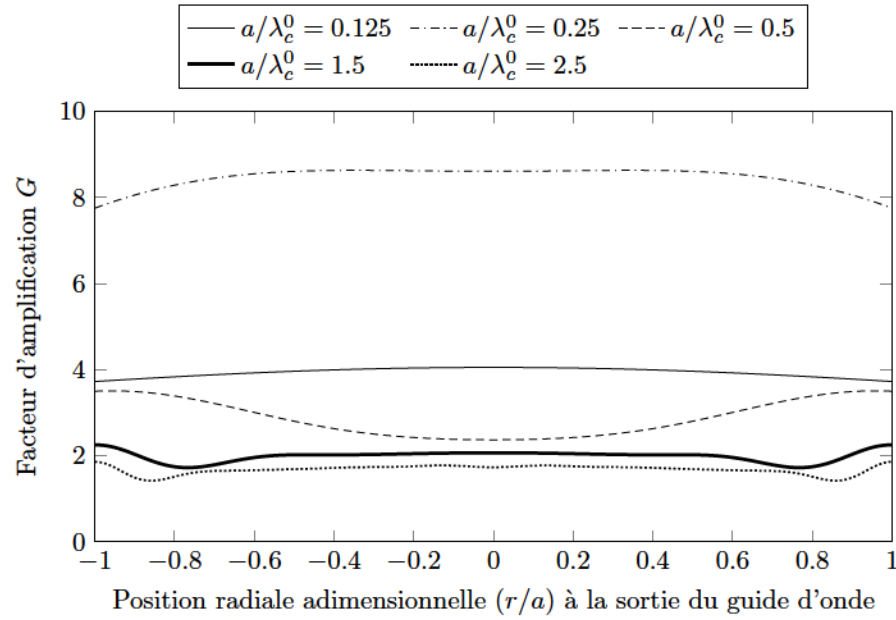


Figure 4.12 Couverture des deux premiers modes longitudinaux,  $L(0,1)$  et  $L(0,2)$ , par des pulses de différentes largeurs de bande  $B$  centrés à  $0.25$ . Les courbes de dispersion en pointillés sont associées à l'axe de droite et elles sont issues d'un matériau pour lequel le coefficient de Poisson est de 0.17.

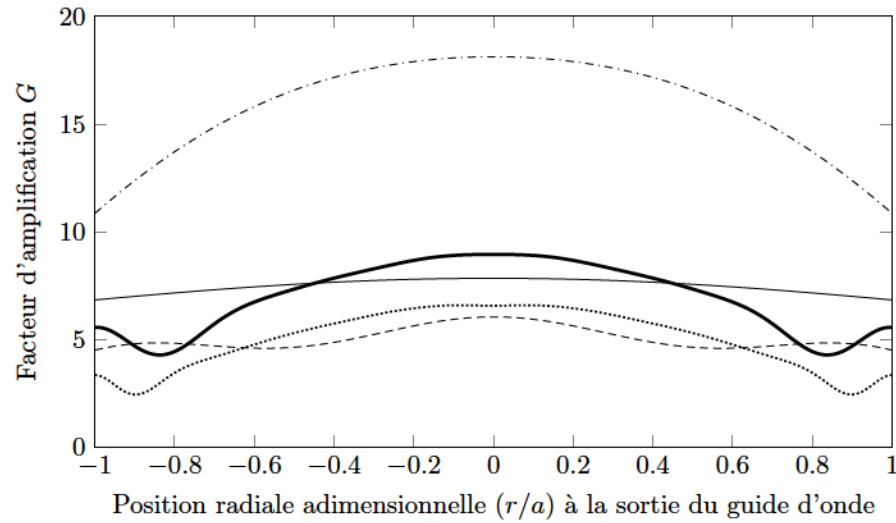
d'onde de choc. En utilisant le modèle semi-analytique, la distribution de pression a été mesurée à cent (100) positions radiales réparties uniformément de  $0$  (axe centrale du guide d'onde) à  $0.5$  (surface du guide d'onde). Comme pour tous les résultats présentés précédemment, la réponse impulsionnelle  $TR$  utilisée pour la construction du signal d'excitation du transducteur  $TR$  est obtenue directement de la lecture du transducteur  $TR$  et représente donc une valeur moyenne de la réponse impulsionnelle sur le rayon.

La figure 4.13 présente les résultats en terme de facteur d'amplification  $G$  pour différents rapports  $a/\lambda_c^0$  et pour les deux valeurs du coefficient de Poisson, soit 0.17 et 0.33. Sur ces graphiques, le valeur de  $G$  varie effectivement en fonction du rayon. La comparaison des figures 4.13a et 4.13b montrent que le coefficient de Poisson a un impact significatif sur la distribution de pression. La différence est d'autant plus notable au rapport rayon-longueur d'onde optimal, soit à  $a/\lambda_c^0 = 0.25$ . En effet, la distribution de pression est plus uniforme pour un coefficient de Poisson faible (figure 4.13a) que pour un coefficient de Poisson élevé (figure 4.13b) où l'énergie de l'onde se concentre davantage au centre du guide d'onde. En se référant à la figure 4.13b, le facteur d'amplification passe de  $10$  à la surface du guide ( $a/\lambda_c^0 = 0.5$ ) et atteint  $15$  au centre du guide ( $a/\lambda_c^0 = 0.25$ ), pour un facteur d'amplification moyen de 14.7 tel que montré à la figure 4.7b pour la même configuration.

Finalement, la figure 4.13 montre que la distribution radiale de  $G$  devient plus complexe pour un rapport  $a/\lambda_c^0$  élevé. Cette observation est en accord avec les travaux de Zema-



(a) Coefficient de Poisson



(b) Coefficient de Poisson

Figure 4.13 Distribution radiale du facteur d'amplification à la sortie du guide d'onde pour différents rapports  $a/\lambda_c^0$  et deux valeurs de coefficient de Poisson— La longueur du guide est  $L/\lambda_c^0 = 10$ , la largeur de bande fractionnelle  $\Delta\omega/\omega_c$  est 100 % et le seuil de saturation est nul. (*Résultats de simulation*)

nek [286] qui montrent que les patrons de déplacements longitudinaux deviennent plus oscillants (fréquence spatiale plus élevée) pour les modes d'ordre supérieur.

#### 4.5.7 Effet du milieu de propagation (eau) sur

La dernière série de tests a été réalisée avec l'extrémité émettrice du guide d'onde immergée dans l'eau. Le montage utilisé pour ces tests est montré à la figure 3.4. Pour cette configuration, l'acquisition de la réponse impulsionnelle et la cartographie du champ de pression du pulse émis sont faites dans l'eau avec l'hydrophone aiguille. Le générateur d'onde de choc utilisé comprend un transducteur piézoélectrique de contact couplé à un guide d'onde en aluminium ( ) de 1360 mm de longueur ( ) et 25.4 mm de diamètre ( ).

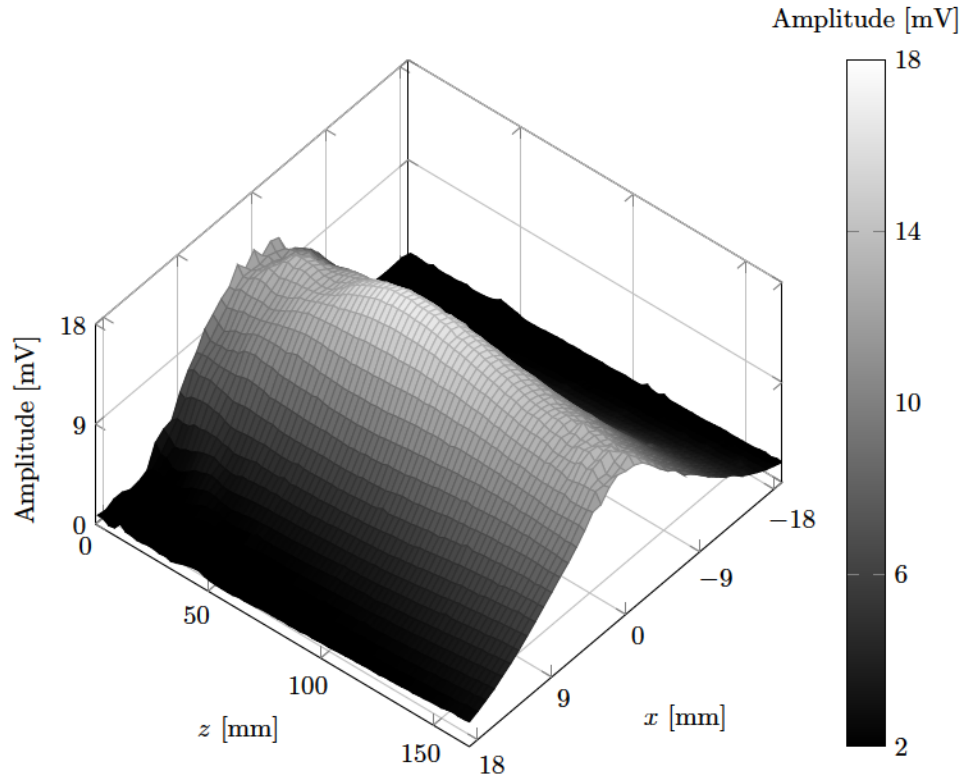
Le diamètre du guide d'onde n'a pas été fixé au rapport rayon-longueur d'onde optimal ( ), mais à afin d'améliorer la résolution spatiale pour la mesure de la distribution radiale de la pression à la sortie du guide d'onde. En effet, le diamètre de l'hydrophone aiguille fait 0.5 mm ce qui donne environ neuf (9) positions distinctes de mesure pour couvrir un diamètre de 4.23 mm si comparé à cinquante-et-une (51) positions de mesure avec un guide d'onde de 25.4 mm de diamètre pour . De plus, le facteur d'amplification atteint un maximum local pour (se référer à la figure 4.7b) ce qui en fait la meilleure région dispersive multimodale disponible.

La réponse impulsionnelle du système est obtenue avec l'hydrophone aligné sur l'axe central du guide d'onde à une profondeur mm, soit la position théorique de l'amplitude maximale du champ de pression selon l'équation (3.9). La position finale de l'hydrophone a été ajustée à 71 mm après deux itérations de positionnement selon la méthode décrite à la section 3.2. Une fois étalonné, le générateur d'onde de choc est ensuite opéré en mode émission et le champ de pression est mesuré dans le plan sur le domaine mm et mm.

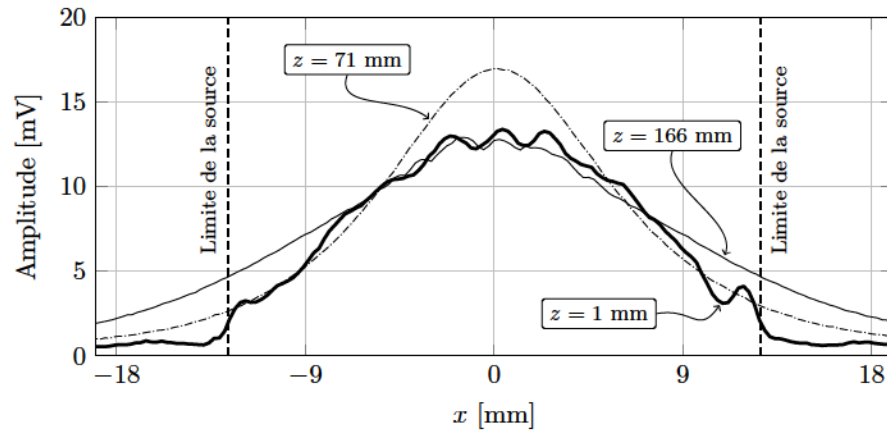
La figure 4.14a présente la cartographie 2D de l'amplitude positive du champ de pression et la figure 4.14b présente trois (3) coupes de cette cartographie, soit : (i) directement à la sortie du guide d'onde ( mm), (ii) où la pression maximale est atteinte ( mm, soit la position de l'hydrophone lors de l'étalonnage) et (iii) pour la profondeur maximale mesurée ( mm).

Tel que montré à la figure 4.14, le front d'onde n'est pas uniforme à la sortie du guide d'onde, mais varie en fonction de la position radiale. En effet, à 1 mm de la face émettrice du générateur d'onde de choc, l'amplitude du pulse est plus grande au centre du guide





(a) Cartographie 2D ( ) de l'amplitude positive du pulse de pression



(b) Distribution radiale de l'amplitude positive du pulse de pression à la sortie du générateur d'onde de choc pour trois (3) profondeurs : 1 mm, 71 mm et 166 mm

Figure 4.14 Cartographie du champ de pression sous l'eau de l'amplitude positive du pulse à la sortie du générateur d'onde de choc pour une réponse impulsionnelle obtenue à  $z = 166$  mm—Le générateur utilise un transducteur couplé à un guide d'onde en aluminium ( ) de 1360 mm de long ( ) et de 25.4 mm de diamètre ( ). Le seuil de saturation est nul dans ce cas.

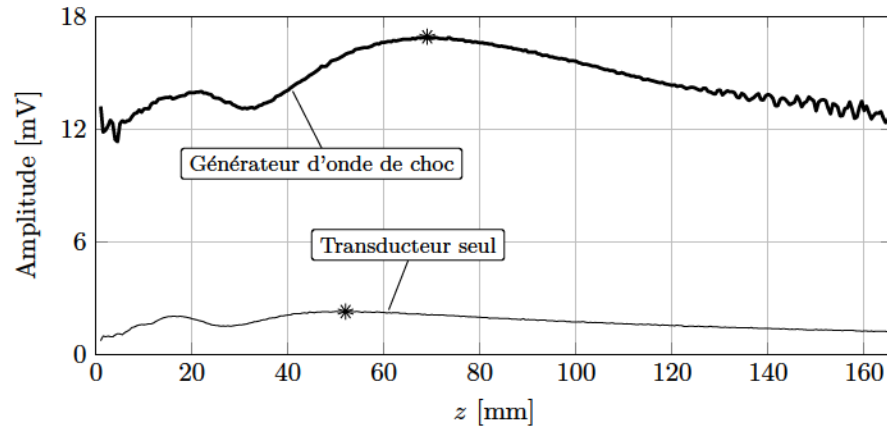
d'onde qu'elle ne l'est en périphérie. La distribution de pression mesurée est similaire à la distribution prédite par le modèle (voir figure 4.13b pour le cas  $f = 100$  kHz) alors que des oscillations sont présentes au bord de la source (près de la surface du guide d'onde) dans les deux cas. La valeur de pression maximale est enregistrée à une profondeur  $z = 71$  mm, ce qui correspond à la position de l'hydrophone lors de l'étalonnage. Pour des profondeurs supérieures à 71 mm, le front d'onde poursuit sa diffraction dans l'eau et l'amplitude du pulse diminue graduellement.

Le facteur d'amplification  $G$  est ensuite calculé pour cette configuration en comparant l'amplitude du pulse obtenu à la sortie du générateur d'onde de choc par rapport au pulse obtenu à la sortie du transducteur seul. Pour ce faire, la surface émettrice d'un transducteur  $10 \times 10$  mm est mis en contact avec l'eau et le transducteur est excité avec l'impulsion carrée au même voltage que pour le générateur d'onde de choc. Le champ de pression est ensuite cartographié pour le transducteur seul sur le même domaine que pour le générateur d'onde de choc. La figure 4.15a compare la distribution selon l'axe  $x$  de l'amplitude positive du pulse émis pour ces deux cas. La figure 4.15b présente la trace temporelle du pulse d'amplitude maximale enregistré sur l'axe  $x = 0$ .

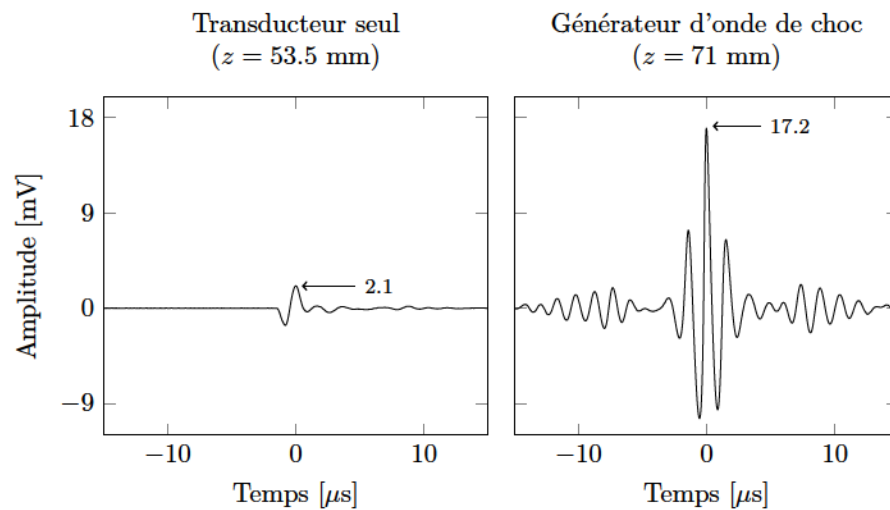
Selon la figure 4.15a, l'amplitude du pulse émis par le générateur d'onde de choc est plus grande que pour le transducteur seul en tout point sur l'axe des  $x$ . La distribution de pression le long de  $z$  fluctue aussi de façon similaire dans les deux cas. Tel que défini précédemment, le facteur d'amplification  $G$  est calculé à partir de l'amplitude maximale mesurée dans le champ de pression des deux sources (voir figure 4.15b). Le transducteur seul produit une amplitude maximale de 2.1 mV alors que le générateur d'onde de choc atteint 17.2 mV ; le facteur d'amplification est donc de  $G = \frac{17.2 \text{ mV}}{2.1 \text{ mV}} = 8.2$ .

Même si le diamètre et le contenu fréquentiel des deux sources sont identiques, l'amplitude maximale du pulse n'est pas obtenue à la même profondeur ; elle est obtenue à 71 mm pour le générateur d'onde de choc et à 53.5 mm pour le transducteur seul. La différence de distribution radiale de la pression à la sortie des sources (voir figure 4.14b pour  $f = 100$  kHz) ainsi que la différence de signature temporelle du pulse (voir figure 4.15b) sont probablement les facteurs principaux qui expliquent cette différence.

La méthode de saturation a ensuite été appliquée au signal d'excitation afin d'augmenter d'avantage le facteur d'amplification. La figure 4.16 présente l'amplitude des pulses de pression mesurés sur l'axe  $x = 0$  pour trois (3) seuils de saturation, soit 0 % (signal original non saturé), 50 % et 99 %. Tel qu'expliqué précédemment, un seuil de saturation à 99 % est préféré à une saturation totale (*1-bit*) afin d'éviter que le *bruit* introduit lors de la mesure



(a) Cartographie 1D de l'amplitude positive du pulse de pression selon l'axe  $z$  —Le maximum de chaque courbe est identifié par une étoile.



(b) Pulses d'amplitude maximale mesurés dans les champs de pression ainsi que la profondeur où ces maximums se produisent—Ces pulses correspondent aux positions identifiées par une étoile au graphique (a).

Figure 4.15 Champ de pression positive selon  $z$  dans l'eau pour le générateur d'onde de choc et pour le transducteur seul pour un même voltage d'excitation et un seuil de saturation nul

de la réponse impulsionnelle ne soit amplifié au même niveau que la partie effective du signal. La figure 4.16 montre clairement que l'amplitude du pulse augmente avec le seuil de saturation tout comme pour le montage à deux transducteurs (se référer à la figure 4.6a). La signature temporelle des pulses de pression émis est présentée à la figure 4.17 où on y voit le pulse d'amplitude maximale obtenu dans le champ de pression pour les trois (3) seuils de saturation testés.

En se référant aux figures 4.15 à 4.17, l'amplitude maximale du pulse produit par le générateur d'onde de choc pour un signal d'excitation non saturé est de 17.2 mV. Pour un seuil de saturation de 50 %, l'amplitude du pulse augmente à 38.2 mV et il atteint 66.6 mV pour un seuil de saturation de 99 %. Ainsi, le seuil de saturation à 99 % produit un gain additionnel de 3.9 comparé au cas non saturé, pour un facteur d'amplification global .

Lors de sa propagation dans l'eau, l'onde de pression change localement la densité de l'eau ce qui introduit une différence de vitesse de propagation (ou vitesse du son) au sein même de l'onde [266, p. 22]. À cause de ce phénomène, les fronts montants de l'onde deviennent de plus en plus abrupts alors que les fronts descendants s'étirent. La forme de l'onde se modifie donc continuellement lors de sa propagation dans l'eau. Une onde de pression (ou onde acoustique) se transforme en onde de choc lorsque l'augmentation de la pression n'est plus graduelle, mais se produit soudainement (front montant vertical). Ainsi, les conditions de test étaient favorables à la production d'une onde de choc pour les cas présentés aux graphiques du centre et du bas à la figure 4.17, alors qu'on y observe un front montant vertical bien net.

Selon le manufacturier de l'hydrophone, les oscillations hautes fréquences observées dans le front descendant suivant l'onde de choc sur les graphiques du centre et du bas de la figure 4.17 ne représentent vraisemblablement pas des fluctuations réelles de la pression, mais seraient plutôt des artefacts de mesure introduits par l'hydrophone alors qu'il *résonne* après le passage de l'onde de choc. Ces oscillations temporelles se traduisent aussi en oscillations spatiales (se référer à la figure 4.16) qui débutent à la profondeur où une onde de choc est observée pour la première fois lors de sa propagation. Tel que prédit par la théorie, la distance de formation d'une onde de choc diminue avec l'amplitude du pulse de pression émis par la source. Ainsi, en se basant sur la distance où les oscillations apparaissent dans la cartographie 1D du champ de pression (figure 4.16), l'onde de choc semble se former à mm pour le cas sans saturation, à mm pour un seuil de saturation à 50 % et à mm pour un seuil de saturation à 99 %. À titre de comparaison, le pulse de pression généré par le transducteur seul est trop faible pour

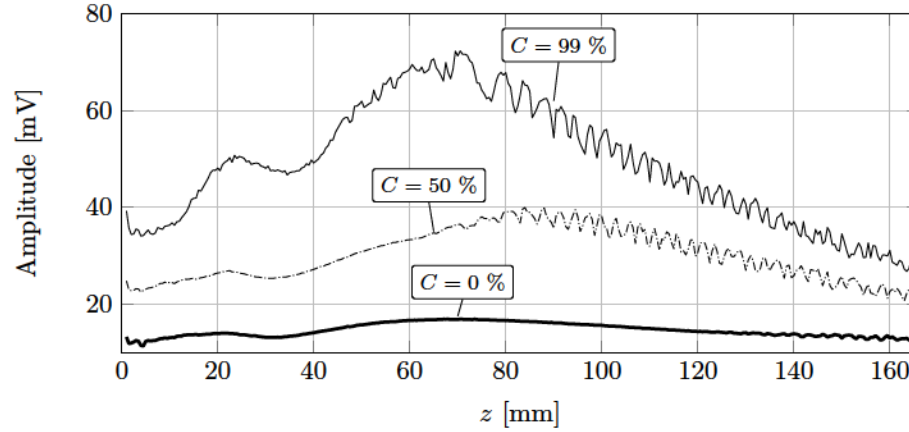


Figure 4.16 Cartographie 1D selon l'axe ( ) de la pression positive du pulse émis par le générateur d'onde de choc pour trois (3) seuils de saturation —La configuration du générateur d'onde de choc est la même que celle présentée à la figure 4.14. La ligne épaisse ( %) présente les mêmes résultats que la ligne épaisse de la figure 4.15a.

générer une onde de choc dans l'eau dans les premiers 166 mm ; aucune oscillation n'est observée dans le champ de pression de la figure 4.15a, courbe du bas.

La figure 4.17 montre aussi l'effet de la saturation sur le rapport signal-bruit SNR. En comparant le graphique du haut à celui du centre, il apparaît qu'un seuil de saturation à 50 % est suffisant pour plus que doubler l'amplitude du pulse émis ( mV mV ) tout en améliorant le rapport signal bruit de plus d'un décibel (14.2 dB à 15.3 dB). Un seuil de saturation de 99 % donne le pulse de plus forte amplitude à 66.6 mV ( mV mV ), mais au détriment d'une réduction du rapport SNR de plus 4.7 dB par rapport au cas sans saturation.

## 4.6 Analyse des résultats

Le phénomène de dispersion est habituellement vu comme une nuisance pour des applications d'imagerie par ultrasons (*p. ex.* inspection non destructive de structure ou imagerie médicale) puisqu'elle déforme la signature temporelle des ondes et complexifie leur analyse. Pour pallier à ce problème, plusieurs méthodes ont vu le jour au cours des années afin d'éviter (méthode expérimentale) ou d'annuler (traitement de signal) les effets non désirables de la dispersion sur la précision spatiale des structures imagées. Par exemple, Puckett et Peterson [202] proposent une technique expérimentale afin de compenser les effets de la dispersion basée sur la méthode du retournement temporel. Avec cette tech-



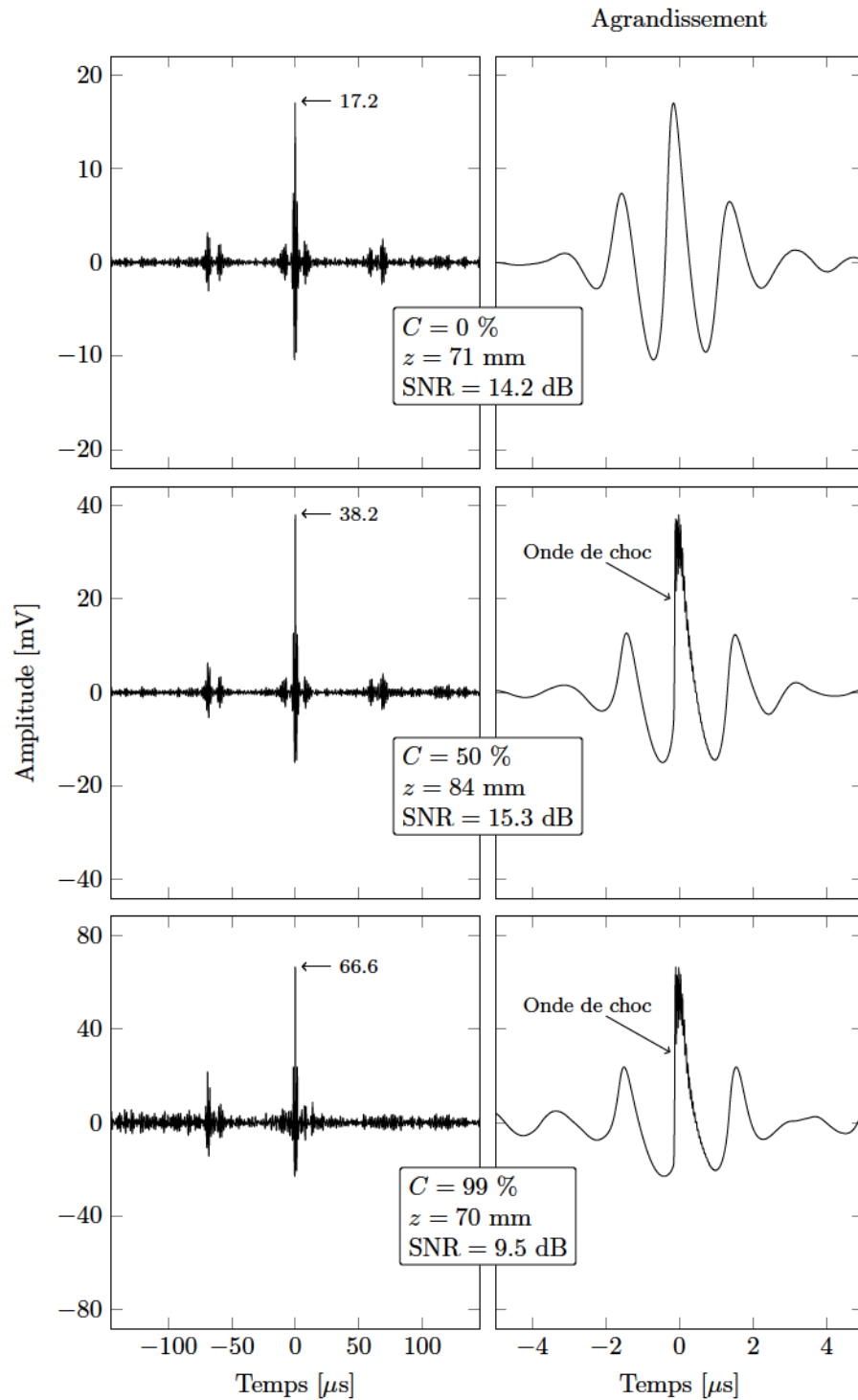


Figure 4.17 Signature temporelle des pulses d'amplitude maximale mesurés dans les champs de pression 1D de la figure 4.16—La valeur de  $z$  correspond à la profondeur de la mesure et la valeur de SNR correspond au rapport signal-bruit tel que défini à l'équation (4.13).

nique, il est possible de générer une impulsion bien définie au bout distal d'un guide d'onde dispersif en utilisant un seul transducteur piézoélectrique situé au bout proximal du guide.

De manière complémentaire, mais pour une application différente, ce chapitre a montré que le phénomène de dispersion peut être exploité avantageusement pour augmenter la puissance acoustique de n'importe quel transducteur piézoélectrique de contact. Ainsi, il suffit de jumeler un transducteur piézoélectrique à un guide d'onde dispersif approprié pour amplifier, par plus d'un ordre de grandeur, l'amplitude de l'impulsion large-bande qu'il peut produire, et ce, sans augmenter le voltage d'excitation. La méthode d'amplification proposée est indépendante de la technologie du transducteur de contact ; elle restera donc applicable pour les générations actuelles et futures de transducteurs.

Bien que le facteur d'amplification soit supérieur à un (1) pour de multiples arrangements transducteur-guide d'onde, il a été démontré que le facteur d'amplification est maximisé lorsque les conditions suivantes sont réunies simultanément :

- (i) le rayon du guide d'onde doit être approximativement égal au quart de la longueur d'onde centrale du transducteur , soit —en pratique le diamètre optimal déviara un peu dépendamment de la largeur de bande et de la symétrie du spectre fréquentiel du transducteur ainsi que du coefficient de Poisson du matériau constituant le guide d'onde ;
- (ii) la largeur de bande fractionnelle doit être de l'ordre de 100 % pour un spectre fréquentiel typique gaussien ;
- (iii) le coefficient de Poisson du matériau du guide d'onde doit être le plus grand possible—même si aucun résultat expérimental n'a été obtenu pour un coefficient de Poisson supérieur à 0.33, la tendance qui se dégage des résultats de simulation obtenus avec le modèle pour suggère que le facteur d'amplification maximal théorique serait obtenu pour ;
- (iv) le guide d'onde doit être le plus long possible, c'est-à-dire jusqu'au point où toute amplification additionnelle de l'amplitude du pulse est annulée par l'atténuation intrinsèque du matériau—la longueur optimale théorique se situe autour de 12 m pour un guide d'onde en aluminium et pour un seuil de saturation nul (voir configuration présentée à la figure 4.10) ;
- (v) le signal d'excitation doit être saturé à 100 % (*1-bit*)—l'utilisation d'un seuil de saturation légèrement inférieur, *p. ex.* 90–95 %, permet d'améliorer significativement le rapport SNR, sans effet significatif sur le facteur d'amplification global.

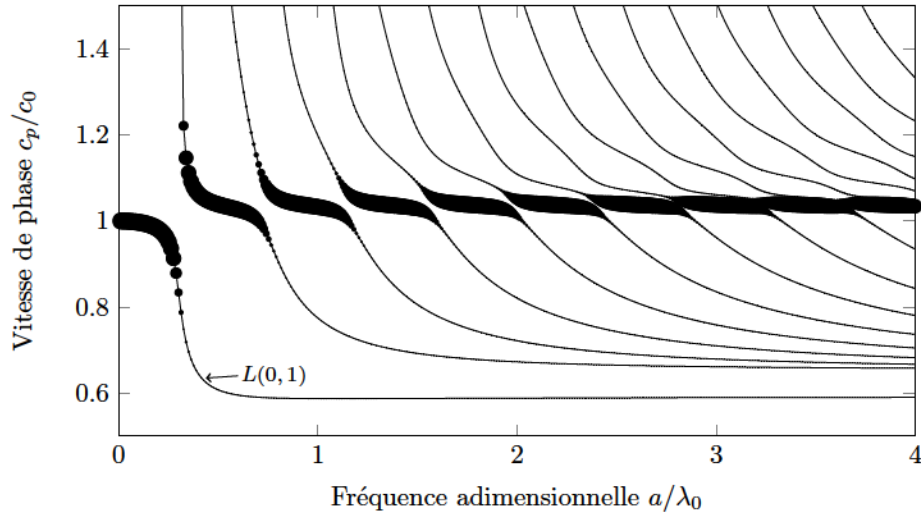
À noter que le gain supplémentaire obtenu en saturant le signal d'excitation est dépendant de l'*allure* de la réponse impulsionnelle du système. En effet, le gain supplémentaire associé

à la saturation est environ 1.5 fois supérieur pour le rapport  $\frac{L}{a}$  où  $\frac{L}{a}$  décroît plus rapidement (voir figure 4.3b) que pour le cas *optimal* ( $\frac{L}{a} = 1$ ) où l'amplitude de  $\frac{L}{a}$  est plus stable dans le temps (voir figure 4.8a). La méthode par saturation fonctionne en égalisant l'amplitude de la réponse impulsionnelle  $\frac{L}{a}$  et est donc plus profitable aux cas où l'amplitude de  $\frac{L}{a}$  est inégale. Ainsi, l'avantage de la configuration *optimale* sur le facteur d'amplification s'amenuise avec l'augmentation du seuil d'amplification.

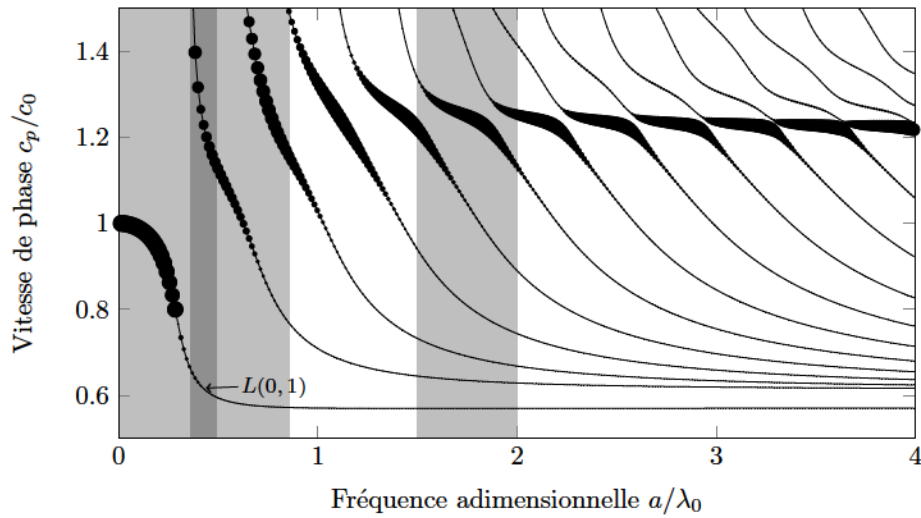
L'existence d'un rapport rayon-longueur d'onde optimal peut être expliquée en étudiant la capacité d'un transducteur d'exciter les différents modes longitudinaux d'une barre cylindrique. Selon le modèle proposé par Puckett [200], un transducteur de contact couvrant entièrement l'extrémité du guide d'onde peut exciter chacun des modes longitudinaux, mais seulement sur une certaine plage fréquentielle propre à chacun des modes. En effet, bien qu'un tel transducteur ne puisse générer autre chose qu'une onde uniforme de type *piston* à l'entrée du guide d'onde, chaque mode longitudinal possède une plage fréquentielle propre sur laquelle le déplacement axial est généralement uniforme [285, p. 56–60] et sera donc excitée par le transducteur. Inversement, en dehors de ces plages fréquentielles particulières, la contrainte axiale moyenne sur le rayon s'approche de zéro et ces modes ne seront donc pas excités par une onde de type piston.

Afin de visualiser ces plages fréquentielles particulières, la figure 4.18 montre les courbes de dispersion des premiers modes longitudinaux pour les coefficients de Poisson 0.17 et 0.33. La figure 4.19 présente la *forme* des modes  $\frac{L}{a} = 0.1$ ,  $\frac{L}{a} = 1$  et  $\frac{L}{a} = 10$ , soit la distribution radiale de la contrainte normale sur les bandes fréquentielles identifiées par les bandes grises à la figure 4.18b ( $\frac{L}{a} = 0.1$ ,  $\frac{L}{a} = 1$  et  $\frac{L}{a} = 10$ ). L'épaisseur des lignes sur ces deux figures illustre la répartition modale de l'énergie pour une onde de type piston. Lorsque la longueur d'onde est beaucoup plus grande que le rayon du guide, soit lorsque le rapport  $\frac{L}{a}$  tend vers zéro, l'onde est totalement portée par le premier mode  $\frac{L}{a} = 0.1$ . Ceci est illustré aux figures 4.18 et 4.19 où l'épaisseur de la courbe représentant le mode  $\frac{L}{a} = 0.1$  est maximale pour  $\frac{L}{a} = 0.1$ . Cependant, à mesure que le rapport  $\frac{L}{a}$  augmente, la forme (soit la distribution radiale de la contrainte axiale) du premier mode change et le deuxième mode devient alors un meilleur porteur pour la propagation d'une onde de type piston. Ce passage d'un mode à l'autre se répète pour des valeurs croissantes du rapport  $\frac{L}{a}$ . Ainsi, le sixième mode  $\frac{L}{a} = 6$  devient le meilleur porteur pour  $\frac{L}{a} = 10$ .

L'efficacité de dispersion d'un guide d'onde (donné par le facteur d'amplification  $\frac{L}{a}$ ) est affectée par la variation de la vitesse de phase  $\frac{L}{a}$  sur la région du ou des modes excités. Ainsi, une pente forte sur les graphiques de la figure 4.18 maximise le délai entre les différentes composantes fréquentielles de l'onde se propageant dans le guide et produit une onde



(a) Coefficient de Poisson



(b) Coefficient de Poisson

Figure 4.18 Courbes de dispersion des premiers modes longitudinaux d'une barre cylindrique pour deux valeurs de coefficient de Poisson, où  $a$  est la variable fréquentielle exprimée en Hertz—L'épaisseur des courbes représente la répartition modale de l'énergie d'une onde uniforme (déplacement axial de type piston) imposée à l'extrémité du guide d'onde. Ces courbes ont été obtenues à partir du modèle semi-analytique.

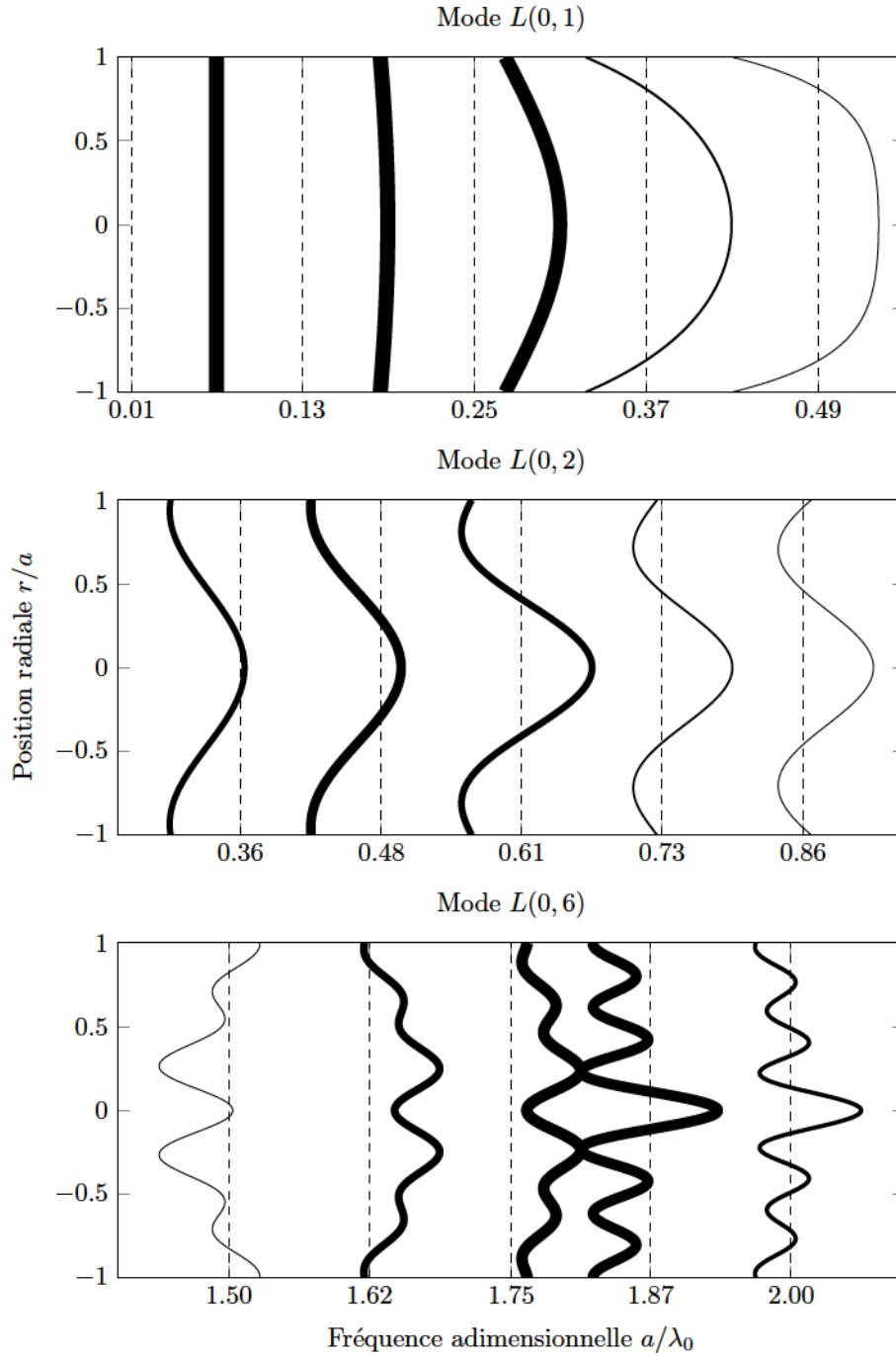


Figure 4.19 Distribution radiale de la contrainte axiale pour les modes  $L(0,1)$ ,  $L(0,2)$  et  $L(0,6)$  pour les différentes bandes fréquentielles identifiées en gris à la figure 4.18b. Les lignes pointillées représentent une contrainte nulle aux fréquences données; la portion de la courbe à droite de la ligne pointillée représente une contrainte positive (compression), alors que la portion à gauche représente une contrainte négative (tension). L'épaisseur des courbes rappelle celle des courbes de la figure 4.18b. Ces courbes ont été obtenues à partir du modèle semi-analytique.



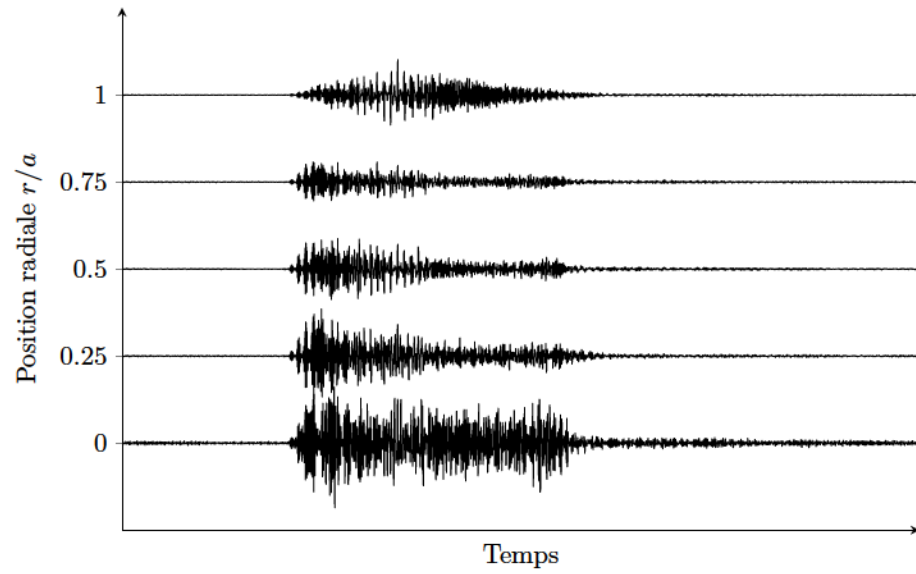
plus dispersée à la sortie du guide. À l’opposé, une pente douce ou un plateau préserve la forme de l’onde puisque les composantes fréquentielles voyagent alors approximativement à la même vitesse. Ainsi, une vitesse de phase constante (plateau sur les graphiques) est indésirable du point de vue facteur d’amplification. La figure 4.18 révèle que les plages fréquentielles excitées (zones épaisses) de chaque mode deviennent de plus en plus horizontales à mesure que l’ordre du mode augmente. Ce comportement est cohérent avec les observations de Zemanek [285]. Ainsi, un générateur d’onde de choc opérant à un rapport élevé serait nécessairement sous-optimal d’un point de vue amplification des ondes.

En comparant les figures 4.18a et 4.18b, les modes  $TM_{01}$  à  $TM_{04}$  apparaissent plus dispersifs pour un matériau avec un coefficient de Poisson élevé (b) que pour un matériau ayant un coefficient de Poisson plus faible (a). Cependant, la contribution du deuxième mode est plus faible sur le graphique du bas ( $TM_{02}$ )—ligne moins épaisse—ce qui se traduit par un facteur d’amplification réduit lorsque la fréquence centrale du transducteur est alignée sur le deuxième mode à  $1.5 \times 10^6$  Hz (voir figure 4.7b). Cet effet est certainement attribuable à la distribution radiale distincte de la contrainte axiale propre au deuxième mode. En se référant au graphique du centre de la figure 4.19, pour  $TM_{02}$ , le mode évolue graduellement d’une contrainte positive au centre du guide d’onde ( $0.5 \times 10^6$  Hz) à une contrainte négative d’amplitude similaire en périphérie du guide d’onde ( $1.5 \times 10^6$  Hz). Cette distribution de contrainte ne peut évidemment pas être excitée efficacement par une source de type piston qui produit une contrainte uniforme dans une seule direction à la fois.

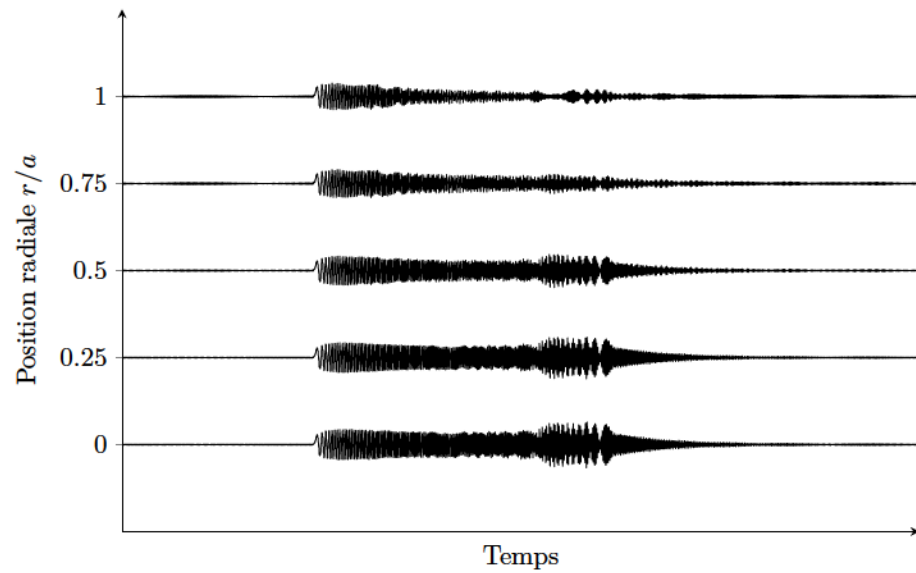
À mesure que le rapport  $\nu$  augmente ( $0.17$  à  $0.3$ ) pour  $TM_{01}$ , les effets indésirables du deuxième mode deviennent de moins en moins importants et le facteur d’amplification augmente de nouveau grâce aux régions dispersives du troisième et du quatrième modes (se référer au facteur d’amplification réduit lorsque la fréquence centrale du transducteur est alignée sur le mode  $TM_{02}$  à  $1.5 \times 10^6$  Hz à la figure 4.7b). Ce comportement est absent pour un coefficient de Poisson de  $0.17$  (voir figure 4.18a) puisque tous les modes, à l’exception du premier, sont pratiquement non dispersifs sur les plages fréquentielles excitées. Le mode  $TM_{01}$  se démarque des autres modes puisqu’il présente la variation de vitesse de phase la plus forte (pente abrupte) et qu’il est le mode le plus facile à exciter (jusqu’à une certaine fréquence) avec une contrainte de type piston imposée par le transducteur de contact. En effet, la distribution radiale de la contrainte axiale du premier mode est relativement uniforme jusqu’à une fréquence  $1.5 \times 10^6$  Hz tel que montré à la figure 4.19 pour  $TM_{01}$ . Par conséquent, le facteur d’amplification  $GA$  est maximisé lorsque la fréquence centrale du transducteur coïncide avec la région dispersive de  $TM_{01}$ .

Tel qu'observé à la section 4.5.3, la forme la plus *propre* du pulse émis à la sortie du guide d'onde est obtenue lorsque le rapport rayon-longueur d'onde est optimal, soit lorsque  $\frac{r}{L} \approx 0.13$ . En effet, des pulses secondaires sont observés avant et après le pulse principal pour  $\frac{r}{L} < 0.13$  (voir figure 4.3c), alors qu'ils sont de très faible amplitude pour  $\frac{r}{L} > 0.13$  (voir figure 4.8b). Ce comportement s'explique par le moyennage radial qui s'opère lors de l'étape d'étalonnage. En effet, pour la configuration à deux transducteurs (voir figure 3.3), la réponse impulsionnelle  $h(t)$  est une valeur moyennée sur la surface de sortie du guide d'onde. En réalité, la réponse impulsionnelle est de type  $h(r, t)$  puisqu'elle varie en fonction de la position radiale. Ce moyennage introduit une erreur dans l'évaluation de la réponse impulsionnelle du système. La figure 4.20 montre la réponse impulsionnelle simulée  $h(r, t)$  à cinq (5) positions radiales pour les cas (a) et (b). Selon ces graphiques, les réponses impulsionnelles  $h(r, t)$  sont beaucoup plus semblables sur le rayon pour la configuration optimale  $\frac{r}{L} \approx 0.13$  qu'elles ne le sont pour le cas  $\frac{r}{L} \approx 0.05$ . Par conséquent, l'erreur de moyennage est moindre pour la configuration optimale et permet l'émission d'un pulse avec un minimum d'oscillations secondaires.

Selon Kolsky [118, p. 75], le comportement dispersif d'un guide d'onde de section carrée est identique à celui d'un guide d'onde de section circulaire (cylindre) si le rapport du diamètre du cylindre sur le côté de la section carrée est égal à 1.13, c'est-à-dire si l'aire des sections est égale. Ainsi, les résultats et analyses faites dans ce chapitre devraient être applicables pour un guide d'onde de section carrée tant que le facteur d'équivalence susmentionné est respecté.



(a) Rapport rayon-longueur d'onde



(b) Rapport rayon-longueur d'onde

Figure 4.20 Variation de la réponse impulsionnelle du système en fonction de la position radiale, soit  $r/a$ , à la sortie du guide d'onde pour deux valeurs du rapport  $\lambda/a$  — Autres paramètres :  $\epsilon_r = 1$ ,  $\mu_r = 1$ ,  $\eta = 1$  %, et  $\theta = 0$ .  
(Résultats de simulation)



# CHAPITRE 5

## CONCEPTION DE LA TÊTE DU LITHO-TRITEUR

Dans un premier temps, ce chapitre présente la conception d'un générateur d'onde de choc ainsi que la caractérisation du champ de pression généré dans l'eau à sa sortie. La deuxième partie de ce chapitre présente l'intégration de dix-neuf (19) de ces générateurs pour la conception de la tête du lithotriteur. Cette deuxième partie présente aussi la méthode établie pour l'étalonnage du système multicanaux ainsi que la caractérisation du champ de pression obtenu au foyer de ce système.

### 5.1 Conception d'un générateur d'onde de choc

Les choix de conception du générateur unique s'appuient sur les conclusions tirées de l'analyse dimensionnelle présentée au chapitre 4. Les sections 5.1.1 to 5.1.5 présentent le rationnel de conception pour chacun des aspects du générateur d'onde de choc.

#### 5.1.1 Sélection du matériau du guide d'onde

L'analyse adimensionnelle a démontré qu'un coefficient de Poisson élevé est à privilégier afin de maximiser le facteur d'amplification du guide d'onde. De plus, le matériau choisi ne doit pas atténuer les ondes acoustiques lors de leur propagation dans le guide d'onde afin de préserver le gain de dispersion. L'impédance acoustique du matériau doit aussi être considérée dans ce choix. En effet, la différence d'impédance acoustique entre le guide d'onde et l'eau doit être minimale afin de favoriser le transfert d'énergie d'un milieu à l'autre. C'est l'eau qui assure ensuite le transfert des ondes jusqu'au patient. L'impédance acoustique caractéristique d'un milieu est donnée par l'équation (5.1) :

(5.1)

où  $\rho$  est la densité du milieu et  $c$  est la vitesse de propagation des perturbations (ou vitesse du son) lorsque le milieu est au repos, c'est-à-dire lorsque le milieu n'est pas perturbé par le passage d'une onde acoustique [117]. Pour une onde acoustique voyageant d'un premier milieu d'impédance acoustique  $Z_1$  vers un deuxième milieu d'impédance acoustique  $Z_2$ , le



coefficient de réflexion de l'onde vers le premier milieu est donné par l'équation (5.2) [117].

$$(5.2)$$

Le coefficient de réflexion est donc nul lorsque les impédances sont égales et il tend vers une valeur absolue unitaire, soit , lorsque les impédances acoustiques sont très différentes ( ou ). Il est souvent plus instructif d'exprimer la qualité du couplage acoustique en se référant au coefficient de transmission plutôt qu'au coefficient de réflexion. À cet effet, il est usuel d'utiliser le coefficient de transmission énergétique calculé à partir du coefficient de réflexion selon l'équation (5.3) [117].

$$(5.3)$$

Les équations 5.2 et 5.3 montrent que la transmission de l'énergie du générateur d'onde de choc vers l'eau sera d'autant plus grande que l'impédance acoustique du guide d'onde sera proche de celle de l'eau. En se basant uniquement sur ce critère pour la sélection du matériau du guide d'onde, les polymères apparaissent comme le meilleur choix puisque l'impédance acoustique de certains d'entre eux est très similaire à celle de l'eau qui est d'environ 1.48 MRayl aux conditions ambiantes ( °C) [2]. Par exemple, le polyéthylène faible densité a une impédance acoustique caractéristique de 1.79 MRayl [4], ce qui se traduit en un coefficient de transmission énergétique vers l'eau de 99 %. Cependant, la grande atténuation acoustique des polymères les rend inutilisables pour la fabrication d'un guide d'onde. Par exemple, l'atténuation acoustique du polyéthylène faible densité est de 2.4 dB/cm à 5 MHz [4], ou 0.48 dB/cm MHz, soit plus de cent trente (130) fois l'atténuation de l'aluminium (0.00348 dB/cm MHz, se référer à la section 4.5.4). De plus, on doit noter que le polyéthylène faible densité est peu atténuant comparé aux autres types de polymères ayant des impédances acoustiques similaires. Ainsi, les polymères n'ont pas été retenus pour le matériau du guide d'onde.

En considérant strictement l'atténuation des ondes comme critère de sélection du matériau du guide d'onde, le verre de quartz (*fused quartz*) apparaît comme un des meilleurs candidats puisqu'il a un coefficient d'atténuation extrêmement faible à dB/cm MHz ( dB/cm à 2 MHz, [6]), soit une atténuation plus de cent (100) fois inférieure à celle de l'aluminium. De plus, l'impédance acoustique du verre de quartz est de l'ordre de 12 MRayl, ce qui donne un coefficient de transmission énergétique de % vers l'eau,

soit une transmission près de 35 % supérieure à celle de l'aluminium (  $\nu_{Al} = 0.33$  ) avec  $\nu_{SiO_2} = 0.17$  MRayl [6]). Cependant, l'inconvénient majeur du verre de quartz est son faible coefficient de Poisson (  $\nu_{SiO_2} = 0.17$  ) qui se traduit par un faible pouvoir dispersif. En effet, tel que montré à la section 4.5.4, un guide d'onde en verre de quartz devra être beaucoup plus long qu'un guide d'onde en aluminium (  $\nu_{Al} = 0.33$  ) pour générer le même facteur d'amplification. En utilisant les équations des courbes de tendance présentées au tableau 4.2, le meilleur cas est obtenu au rapport rayon-longueur d'onde optimal  $L_{opt} = 1.5 \times R$  où un guide d'onde en verre de quartz devra tout de même être près de trois (3) fois plus long qu'un guide d'onde en aluminium (pour  $\nu_{Al} = 0.33$  ) pour obtenir le même facteur d'amplification. La longueur requise explose à vingt-huit (28) fois celle de l'aluminium pour la configuration non optimale  $L_{opt} = 4.2 \times R$ . Les contraintes d'espace pour la mise en oeuvre d'un lithotriteur multi-générateurs font en sorte que le verre de quartz n'a pas été retenu pour la fabrication du guide d'onde. Pour la même raison, les céramiques dures, comme l'alumine et les carbures de silicium (ou de tungstène), n'ont pas été retenues; ces matériaux présentent aussi le défaut d'avoir une impédance acoustique élevée (  $Z_{SiO_2} = 19.6$  MRayl [6]), ce qui nuirait à la transmission des ondes vers l'eau.

Les métaux usuels tels que l'acier, le titane, le magnésium et l'aluminium se démarquent ainsi des autres matériaux pour la fabrication du guide d'onde puisqu'ils sont généralement peu atténuants et possèdent un coefficient de Poisson élevé (  $\nu_{Al} = 0.33$  ). Dans l'ordre, le magnésium et l'aluminium semblent être les meilleurs candidats en raison de leur faible impédance acoustique par rapport aux autres métaux, ce qui favorise la transmission de l'énergie vers l'eau. Le magnésium apparaît comme le matériau le plus intéressant des deux puisque son impédance acoustique est inférieure à celle de l'aluminium (10 MRayl *vs* 17 MRayl) et que son coefficient de Poisson est légèrement supérieur (0.35 *vs* 0.33) [6].

Dans cette optique, des tests préliminaires ont été réalisés sur une barre en magnésium quasi-pure (pureté : 99.9 %). L'utilisation du magnésium a cependant été abandonnée en raison des problèmes de corrosion observés, cette corrosion affectant apparemment le transfert d'énergie du transducteur vers le guide d'onde (fluide de couplage : glycérine) et du guide d'onde vers l'eau. Puisque l'étude de la corrosion du magnésium sur la transmission des ondes acoustiques dépassent le cadre de ce projet, il a été décidé d'interrompre les essais avec le magnésium pour le moment. Par conséquent, il a été convenu d'utiliser de l'aluminium (6061-T6) pour la conception du générateur d'onde de choc; l'optimisation des performances du générateur d'onde de choc liée à l'utilisation d'un guide d'onde en

magnésium n'ayant pas été jugée pertinente à cette étape du développement du lithotriteur puisque le gain estimé est de l'ordre de 13 % dans le meilleur des cas.<sup>1</sup>

### 5.1.2 Sélection du transducteur piézoélectrique

L'élément actif d'un transducteur piézoélectrique de contact est un disque polarisé monté en sandwich entre deux électrodes en forme de disque. En appliquant une différence de potentiel sur les électrodes, un champ électrique traverse le disque et provoque un alignement des molécules polarisées ce qui, ultimement, cause un changement de dimension du disque. Les céramiques de type titano-zirconate de plomb (PZT) sont les plus utilisées pour la fabrication des transducteurs piézoélectriques ultrasoniques. En effet, les PZTs se démarquent des autres types de matériaux piézoélectriques (*p. ex.* titanate de baryum) par leur grande sensibilité (rapport de la déformation du disque sur la différence de potentiel appliquée aux électrodes) et leur bonne tenue à haute température. Ces caractéristiques en font des matériaux de choix pour l'appareillage médical thérapeutique [124].

Dans sa forme la plus simple, l'élément piézoélectrique est constitué d'un disque de céramique PZT monolithique. L'avantage majeur de cette configuration est que les pertes y sont minimales, c'est-à-dire que l'énergie électrique injectée est presque entièrement convertie en déformation (allongement/rétrécissement) du disque [292]. Les inconvénients de cette configuration sont cependant nombreux pour l'application envisagée. D'abord, l'épaisseur du disque piézoélectrique doit être sous-millimétrique pour opérer sur la plage de fréquences envisagées (200 kHz—1MHz), alors que le diamètre du transducteur doit être au minimum dix (10) fois cette épaisseur en se référant à l'étude adimensionnelle présentée précédemment. Le problème relié à un élément actif de forme *disque-mince* est qu'une fraction importante de l'énergie injectée aux électrodes (jusqu'à 30 %) sert alors uniquement à déformer radialement le disque au lieu de participer à la génération d'une onde utile dirigée selon l'épaisseur du disque [116]. Le deuxième inconvénient des transducteurs monolithiques est leur bande passante réduite qui nécessite souvent l'ajout d'un milieu absorbant à l'arrière de l'élément actif pour fabriquer des transducteurs large bande. En effet, lorsque l'élément piézoélectrique est activé, il y a deux ondes qui sont produites simultanément et qui se propagent en directions opposées. La première onde—dite *onde utile*—se dirige vers la sortie du transducteur (vers sa face émettrice), alors que la deuxième se dirige vers l'intérieur du transducteur. C'est cette deuxième onde qui doit être atténuée

---

1. Estimation basée sur la réduction du coefficient de réflexion (partie de l'onde qui n'est pas transmise vers l'eau) passant de 84 % pour l'aluminium à 74 % pour le magnésium, donc une amélioration potentielle de 13 %. Cette estimation ne tient pas compte de la différence d'impédance acoustique avec le transducteur qui serait plus élevée dans le cas d'un guide d'onde en magnésium alors que l'impédance acoustique d'une céramique piézoélectrique se situe autour de 30 MRayl.

---



par un milieu arrière absorbant afin de prévenir qu'elle ne soit réfléchi vers la sortie du transducteur et vienne contaminer l'*onde utile* avec comme résultat de réduire la bande passante du transducteur. L'ajout de ce milieu complexifie la fabrication du transducteur et en réduit l'efficacité alors qu'une partie de l'énergie électrique injectée y est convertie en chaleur [60]. Finalement, l'impédance acoustique d'une céramique monolithique PZT est de l'ordre de 30 MRayl [3], ce qui correspond à un coefficient de transmission énergétique vers l'aluminium de % (8 % de perte).

Une manière d'améliorer l'efficacité d'un transducteur piézoélectrique pour l'émission d'ondes longitudinales—tout en préservant les caractéristiques désirées en terme de fréquence centrale et de largeur de bande—est de modifier le facteur de forme de l'élément piézoélectrique de sorte qu'il soit, à l'opposé d'un disque, plus épais que large [39]. Pour ce faire, la céramique est d'abord découpée en fins piliers, puis ces piliers sont rassemblés côte-à-côte pour former un élément actif de la forme désirée (souvent un disque). On utilise un polymère pour isoler les piliers les uns des autres et pour donner une structure à l'élément actif. Cet assemblage se nomme piézocomposite de connectivité 1-3 pour souligner le fait que la partie céramique du composite est contrainte selon une seule direction (1-3)—les piliers sont connectés aux électrodes à leurs extrémités, et que la partie polymère du composite est contrainte dans les trois (1-3) directions [168]. Cette configuration offre aussi l'avantage d'améliorer la bande passante par rapport à celle d'une céramique monolithique sans avoir recours à un milieu absorbant arrière [34]. Cependant, une certaine part de l'énergie acoustique longitudinale émise est absorbée par le polymère réduisant du même coup l'efficacité du transducteur. La conception d'un transducteur piézocomposite est donc une affaire de compromis. Le réglage fin des propriétés d'un transducteur piézocomposite est réalisé en variant le rapport hauteur-largeur des piliers ainsi que la fraction volumétrique de polymère dans le composite [40]. Par exemple, l'impédance acoustique d'un élément actif piézocomposite peut théoriquement être ajustée entre 3 MRayl et 30 MRayl, ce dernier cas correspondant à une fraction nulle de polymère.

En réponse au problème d'efficacité des piézocomposites, la société *The Ultram Group* propose la technologie brevetée GMP™ [17]. Comme les transducteurs piézocomposites, cette technologie est basée sur l'utilisation de piliers en PZT, mais utilise un gaz, typiquement l'air ambiant, au lieu d'un polymère entre ces piliers, d'où l'appellation GMP™ pour *Gas Matrix Piezoelectric*. Ainsi, ce type de transducteur offre les avantages du piézocomposite (couplage longitudinal et largeur de bande), mais sans le problème d'atténuation associé au polymère. Dans un GMP™, les piliers sont séparés les uns des autres par une structure

(grillage) en papier de forme hexagonale. Ce grillage est nécessaire pour l'assemblage des transducteurs et n'influence pas le comportement acoustique du transducteur.

Afin de déterminer quelle technologie est la mieux adaptée à la conception du générateur d'onde de choc, la société *The Ultran Group* a fabriqué trois transducteurs large-bande ( ) en utilisant une céramique de type PZT-5H<sup>2</sup> comme matériau actif : (i) un piézoélectrique monolithique (avec milieu arrière absorbant), (ii) un piézocomposite 1-3 et (iii) un GMP<sup>TM</sup>. Le même matériau (aluminium) a été utilisé pour la face émettrice des trois (3) transducteurs. Le montage présenté à la figure 5.1 a été utilisé afin de comparer les performances des trois technologies pour la génération d'une impulsion dans l'aluminium, soit le matériau retenu pour le guide d'onde (section 5.1.1). Ainsi, le transducteur sous évaluation est monté sur un côté d'un bloc d'aluminium de 25 mm d'épaisseur avec un film de glycérine en guise de coupleur acoustique. Un transducteur piézoélectrique monolithique (du même modèle que le transducteur monolithique évalué) est monté de l'autre côté du bloc et de la même manière. Ce deuxième transducteur agit comme récepteur pour la mesure du pulse émis dans l'aluminium. Le transducteur évalué est excité par une impulsion carrée de 180 V.

La figure 5.2 présente la comparaison des trois (3) transducteurs où l'amplitude des pulses émis a été normalisée par rapport au pulse obtenu avec le transducteur monolithique. Ainsi, le transducteur piézocomposite a généré un pulse 9 % plus faible que le transducteur monolithique, alors que le transducteur GMP<sup>TM</sup> a généré un pulse 52 % plus élevé. Selon le manufacturier, la similarité entre les performances du transducteur monolithique et du piézocomposite s'explique par le fait que le gain d'efficacité attribué au facteur de forme de la technologie composite est éclipsée par les pertes intrinsèques associées à la matrice de polymère utilisée dans sa construction. L'avantage de la technologie piézocomposite est maximale pour l'émission d'onde dans l'eau puisqu'elle permet du même coup de réduire l'impédance acoustique de l'élément actif [34], mais cette technologie semble perdre son avantage lorsqu'elle est couplée à un matériau ayant une impédance acoustique similaire à celle du PZT, comme c'est le cas pour l'aluminium. Dans ces circonstances, la technologie GMP<sup>TM</sup> apparaît comme étant la mieux adaptée pour la conception du géné-

---

2. *The Ultran Group* suggère de tirer avantage de la méthode d'amplification par guide d'onde dispersif—qui permet de réduire le voltage d'excitation—pour utiliser une céramique active de grande sensibilité habituellement réservée pour la confection de capteur piézoélectrique. L'avantage de la céramique PZT-5H (ou *Navy Type VI*) est qu'elle produit un plus grand déplacement mécanique par volt appliqué en comparaison avec les autres types de PZT. On suggère habituellement d'utiliser une céramique plus résistante, mais moins sensible, de type PZT-4 (*Navy Type I*) ou PZT-8 (*Navy Type III*), pour les applications médicales de thérapie parce que le voltage injecté dans ce type de transducteurs provoquerait la défaillance d'une céramique de type PZT-5H [65, 87, 132, 271].

---



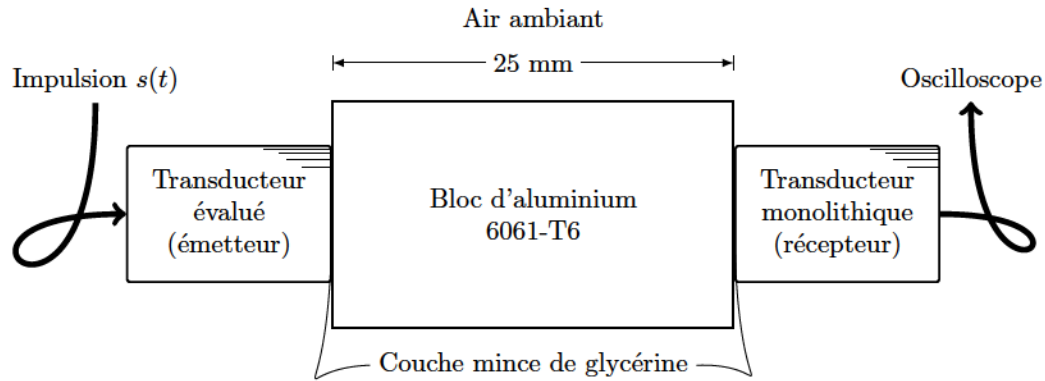


Figure 5.1 Montage pour la comparaison des trois technologies de transducteur—Comme récepteur, on utilise un transducteur piézoélectrique monolithique identique à celui évalué. L'amplitude du pulse carré d'excitation est de 180 V.

rateur d'onde de choc puisqu'elle est la plus efficace pour générer une impulsion dans le guide d'onde en aluminium, c'est-à-dire qu'elle permet de générer le pulse de plus forte amplitude pour un voltage d'excitation donné par rapport aux deux autres technologies. Même si elle n'a pas été mesurée de manière explicite, l'impédance acoustique résultante du transducteur GMP™ est aussi ramenée près de celle de l'aluminium (  $\approx 17$  MRayl), alors que les piliers en PZT (  $\approx 34$  MRayl) occupent environ la moitié du volume de l'élément actif, l'autre moitié étant occupée par l'air<sup>3</sup>. Cette adaptation d'impédance participe ainsi à la bonne performance du transducteur GMP™ et permet d'éviter l'ajout d'une couche pour l'adaptation des impédances. Le choix du manufacturier des transducteurs s'est donc arrêté sur *The Ultran Group* puisque cette compagnie est la seule à offrir la technologie GMP™.

L'objectif étant de générer une onde de choc à la sortie du guide d'onde, la fréquence centrale nominale du transducteur a été fixée à la valeur maximale permettant de produire des transducteurs durables selon l'expérience du manufacturier, soit  $\approx 100$  kHz. En effet, l'épaisseur de l'élément actif étant inversement proportionnelle à la fréquence centrale désirée, la tenue d'un transducteur GMP™ peut devenir problématique au-dessus de cette fréquence. Cette fréquence a été jugée suffisante pour l'application en considérant que les fréquences d'opération de la plupart des appareils oeuvrant dans le domaine de la lithotritie extracorporelle se situent sur la plage 0.5–1 MHz [66, 124, 132, 141, 279].

3. L'impédance acoustique de l'air ambiant est d'environ 0.0005 MRayl [1]; elle est donc négligeable par rapport à celle du PZT (  $\approx 34$  MRayl). Ainsi, l'impédance acoustique résultante de l'élément actif est proportionnelle à la surface occupée par les piliers en PZT dans cet élément actif.

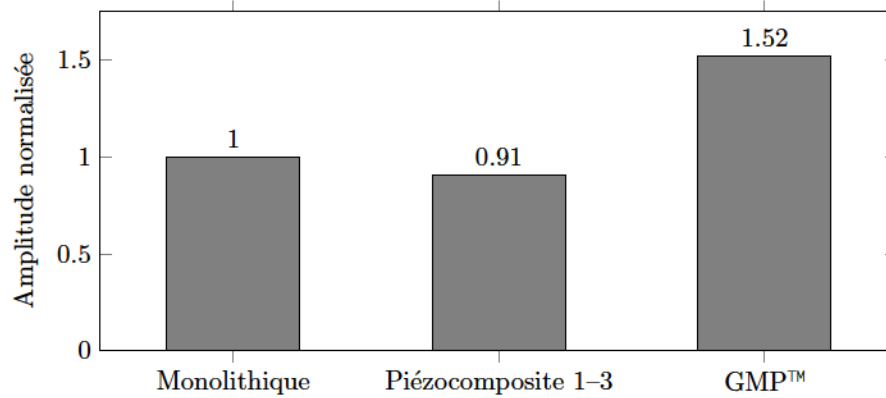


Figure 5.2 Comparaison de l'amplitude du pulse généré dans un bloc d'aluminium (selon le montage de la figure 5.1) pour trois technologies de transducteur piézoélectrique—Type de PZT : PZT-5H2 (*Données brutes fournies par le manufacturier : The Ultratec Group [72]*)

Tel que montré à la section 4.5.5, le facteur d'amplification est généralement favorisé pour une bande fréquentielle fractionnelle ( ) large. Même si les transducteurs de type GMP™ sont naturellement large-bandes et qu'ils sont habituellement fabriqués sans milieu arrière absorbant, il est intéressant d'évaluer l'impact de l'ajout d'un tel milieu sur les performances du générateur d'onde de choc. Ainsi, deux transducteurs identiques de type GMP™ ont été fabriqués par *The Ultratec Group* (PZT-5H2, kHz nominale, face avant en aluminium), l'un avec un milieu arrière absorbant ( $TR$  ) et l'autre sans ( $TR$  ). Les bandes passantes fractionnelles mesurées pour les transducteurs  $TR$  et  $TR$  étaient respectivement de % et %, confirmant l'augmentation de la largeur de bande associée à l'ajout du milieu absorbant. Un montage similaire à celui de la figure 3.3 a été utilisé pour évaluer les performances de ces deux transducteurs. Dans ce montage, un transducteur V101-RB (*Panametrics-NDT*) a été utilisé à la position  $TR$  (récepteur), alors que le transducteur GMP™ évalué était à la position  $TR$  (émetteur). Une barre en aluminium (6061-T6) de 25.4 mm ( ) de diamètre et 590 mm de longueur ( ) a été utilisée comme guide d'onde dans ce montage. La procédure d'étalonnage présentée à la section 3.2 a été suivie pour la génération d'un pulse à la sortie du guide d'onde, soit au niveau du transducteur  $TR$  . L'expérience a été réalisée pour deux seuils de saturation du signal d'excitation, soit pour le cas sans saturation ( %) et pour un seuil de saturation élevé ( %). La figure 5.3 présente les pulses générés pour les quatre (4) conditions de test.

Selon la figure 5.3a, le transducteur  $TR$  (sans milieu absorbant) permet d'obtenir un pulse ayant une amplitude positive 20 % supérieure au pulse généré par le transducteur  $TR$  (avec milieu absorbant). Cet avantage est augmenté à 60 % pour un seuil de sa-

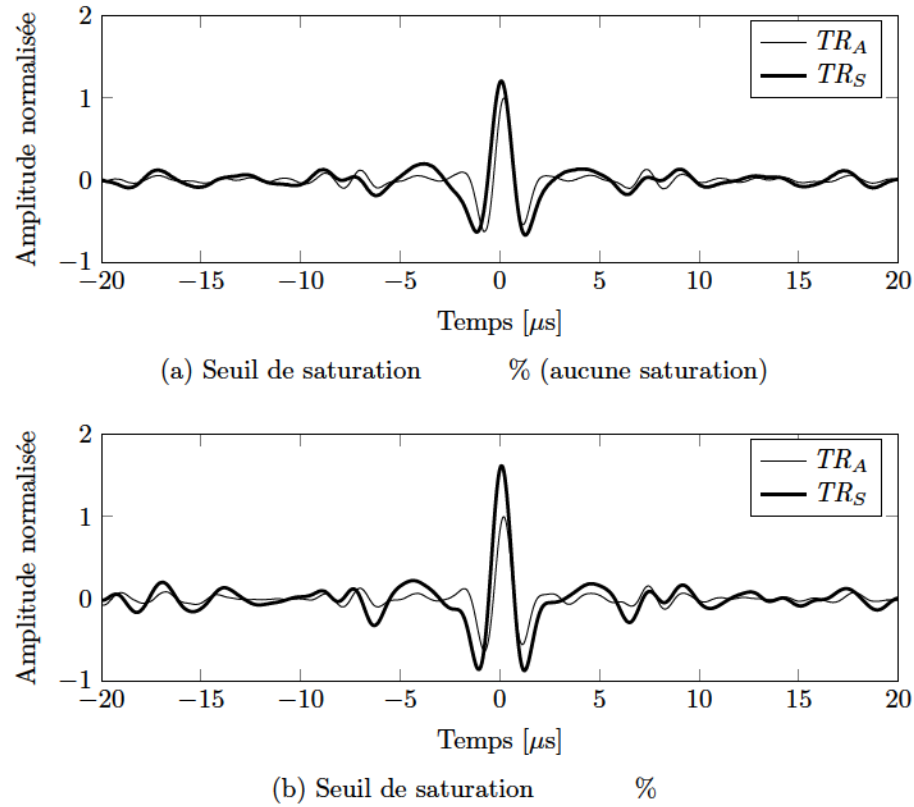


Figure 5.3 Comparaison du pulse généré (après étalonnage) à la sortie d'un guide d'onde en aluminium 6061-T6 de 25.4 mm de diamètre et 590 mm de longueur pour deux transducteurs de type GMP™, l'un avec un milieu arrière absorbant ( $TR_A$ ) et l'autre sans ( $TR_S$ )—Montage expérimental tel que schématisé à la figure 3.3. L'amplitude des pulses a été normalisée par rapport au pulse émis par le GMP™ avec couche arrière absorbante ( $TR_A$ ). Le voltage d'excitation est le même pour les quatre (4) conditions de test.

turation de 100% (voir figure 5.3b). Cette amélioration de la performance avec le seuil de saturation est probablement due à la différence d'impédance électrique entre les transducteurs  $TR_A$  et  $TR_S$  liée à la présence du milieu absorbant ; cette différence d'impédance ayant vraisemblablement un effet plus ou moins important dépendamment du contenu fréquentiel du signal d'excitation (le signal d'excitation saturé introduisant des harmoniques). Bien qu'aucune analyse plus poussée n'ait été faite pour vérifier cette hypothèse, les résultats de la figure 5.3 confirment le choix d'un transducteur GMP™ sans milieu atténuant pour la fabrication des générateurs d'onde de choc.

En résumé, les caractéristiques du transducteur sélectionné sont les suivantes :

- **Construction** : GMP™ ;
- **Milieu arrière** : aucun ;

- **Fréquence centrale nominale** : kHz ;
- **Largeur de bande fractionnelle** : % (naturelle pour le GMP™) ;
- **Type** : PZT-5H2 ;
- **Fraction surfacique air-PZT** : % (pour une impédance acoustique résultante similaire à celle de l'aluminium) ;
- **Face émettrice** : Aluminium 6061-T6 (continuité acoustique avec le guide d'onde) ;
- **Diamètre de l'élément actif** : 25.4 mm (voir section 5.1.3).

Le modèle de transducteur créé sur mesure par *The Ultran Group* selon ces spécifications est le GC500-D25-X.

### 5.1.3 Sélection du diamètre du guide d'onde

La fréquence centrale d'opération du transducteur ( kHz) et le matériau du guide d'onde (aluminium) étant choisis, la sélection du diamètre du guide d'onde viendra définir quels modes seront excités dans le guide d'onde. En référence au graphique de la figure 4.7b, le facteur d'amplification est optimal pour un rayon adimensionnel égal à 0.25, c'est-à-dire lorsque la fréquence centrale du transducteur se superpose à la région dispersive du premier mode . Cependant, il a été démontré (voir section 4.6) que l'avantage du ratio rayon-longueur d'onde optimal s'estompe lorsque le signal d'excitation est saturé. En effet, les résultats expérimentaux ont montré que les facteurs d'amplification étaient similaires (21.2 *vs* 21.4) pour les cas et pour une saturation maximale ( , se référer aux figures 4.6b et 4.8b). Cette similitude est valable pour une longueur de guide de qui correspond à un guide d'onde en aluminium de 1.17 m (pour kHz). Puisque le facteur d'amplification augmente plus rapidement avec l'allongement du guide d'onde pour que pour (se référer au tableau 4.2), un guide d'onde opérant au rapport rayon-longueur d'onde optimal deviendra de plus en plus avantageux avec l'allongement du guide d'onde. Ainsi, pour les conditions d'opérations sélectionnées, et pour m (se référer à la section 5.1.5 pour le choix final), il n'y a pas d'avantage du point de vue du facteur d'amplification à opérer le générateur d'onde de choc à un rapport plutôt qu'à un rapport . En fait, le seul avantage d'opérer à réside dans la netteté (rapport signal-bruit) du pulse émis (voir figure 4.6b *vs* figure 4.8b) ; ce critère n'étant pas jugé important dans le cadre du développement d'un appareil de thérapie par ondes de choc<sup>4</sup>.

---

4. Cependant, il en serait autrement pour une application en imagerie médicale où la résolution spatiale obtenue est directement liée à la résolution temporelle de l'impulsion acoustique générée.



Aux conditions d'opération sélectionnées (  $500 \text{ kHz}$ ), les rapports  $\frac{P_{\text{eau}}}{P_{\text{air}}}$  et  $\frac{P_{\text{eau}}}{P_{\text{tissu}}}$  se traduisent respectivement en des guides d'onde en aluminium de  $5.08 \text{ mm}$  et de  $30.48 \text{ mm}$  de diamètre. Tel que présenté à l'équation (3.9), le champ de pression émis devant une source dépend à la fois de la taille de la source et de la longueur de l'onde émise. Ainsi, le champ de pression devant une source de  $5.08 \text{ mm}$  aura moins de *portée* qu'une source de plus grand diamètre opérée sur la même bande de fréquences. Afin de visualiser ce comportement, la figure 5.4 compare la pression positive maximale obtenue dans l'eau (selon l'axe central de la source, soit pour  $x = 0$ ) durant le passage d'un pulse gaussien d'amplitude positive normalisée ( $\frac{P}{P_0} = 1$  kHz,  $100\%$ ) généré par des sources de  $5.08 \text{ mm}$  et de  $25.4 \text{ mm}$  de diamètre. La figure 5.4 montre bien l'impact de la diffraction alors que la pression diminue rapidement devant la source de petit diamètre, mais qu'elle se maintient à une pression supérieure où égale à la pression à la source jusqu'à une distance d'environ  $140 \text{ mm}$  pour une source de  $25.4 \text{ mm}$  de diamètre. Les valeurs théoriques de  $\frac{P_{\text{eau}}}{P_{\text{air}}}$  (calculées pour  $\rho_{\text{eau}} = 1000 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_{\text{air}} = 1.2 \text{ kg/m}^3$ ) concordent bien avec le sommet des courbes et valident les résultats de simulations. Le léger désaccord entre les valeurs théoriques et les résultats de simulation s'explique par le fait que la simulation est faite pour un pulse gaussien, alors que les valeurs théoriques de  $\frac{P_{\text{eau}}}{P_{\text{air}}}$  sont calculées pour une onde sinusoïdale à  $500 \text{ kHz}$ . Tel qu'attendu, la figure 5.4 montre aussi (ligne fine pointillée) que la tendance champ lointain des deux courbes varie selon l'inverse de la distance de la source ( $\frac{1}{x}$ ) comme c'est le cas pour un émetteur ponctuel.

En se rappelant que la distance focale des lithotriteurs extracorporels commerciaux est généralement de l'ordre de  $150 \text{ mm}$  [234], le désavantage d'un guide d'onde de  $5.08 \text{ mm}$  de diamètre devient évident alors que la pression générée à la distance focale est dix-sept (17) fois plus faible pour une source de  $5.08 \text{ mm}$  de diamètre que pour une source de  $25.4 \text{ mm}$  de diamètre (amplitude normalisée :  $0.056$  vs  $0.94$ ). Afin de limiter le nombre de transducteurs requis pour le lithotriteur, il est donc avantageux de sélectionner un guide d'onde de plus grand diamètre. Tel que mentionné précédemment, un guide d'onde de  $30.48 \text{ mm}$  ( $1.2 \text{ pouce}$ ) de diamètre serait préférable à un guide d'onde de  $25.4 \text{ mm}$  ( $1 \text{ pouce}$ ) du point de vue du facteur d'amplification  $\frac{P_{\text{eau}}}{P_{\text{air}}}$  (se référer à la figure 4.7). Cependant, il a été décidé d'utiliser un guide d'onde de  $25.4 \text{ mm}$  afin de simplifier la fabrication des générateurs d'onde de choc ( $25.4 \text{ mm} = 1 \text{ pouce}$ ) et l'approvisionnement en transducteurs piézoélectriques pour le lithotriteur. L'impact de cette décision sur les performances finales du générateur d'onde de choc est mineure à cette étape de preuve de concept alors que le facteur d'amplification  $\frac{P_{\text{eau}}}{P_{\text{air}}}$  est théoriquement réduit de moins de  $8\%$  par cette décision. Ainsi, le diamètre du guide d'onde et de l'élément actif du transducteur piézoélectrique est donc fixé à  $25.4 \text{ mm}$ .



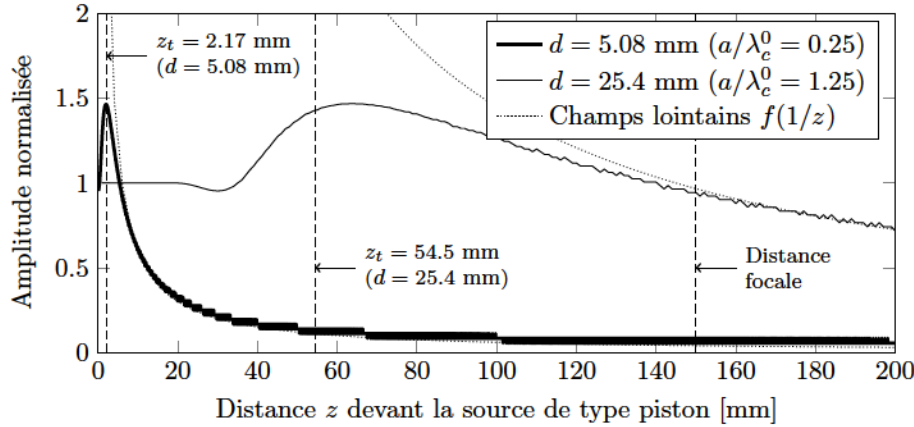


Figure 5.4 Amplitude positive de la propagation linéaire dans l'eau d'un pulse gaussien ( kHz, %) émis par une source (positionnée à ) de type piston de diamètre sur l'axe central de la source (soit )—La distance focale fixée pour le lithotriteur est mm et est illustrée sur le graphique. Le graphique montre aussi les distances théoriques —selon l'équation (3.9)—pour les deux cas en utilisant la fréquence centrale kHz pour le calcul de la longueur d'onde  $(\lambda_c^0)$  (eau). Les lignes fines en pointillées représentent la tendance du champ lointain qui varie bien selon . Les oscillations à haute fréquence dans les courbes sont une conséquence de l'instabilité numérique de la méthode. (*Résultats de simulation selon le modèle linéaire de Xue et coll. [275]*)

### 5.1.4 Sélection du coupleur acoustique

Bien que l'impédance acoustique de l'aluminium soit relativement faible par rapport à celles des autres métaux, la différence d'impédance avec l'eau demeure tout de même grande et limite la transmission d'énergie vers celle-ci. En utilisant l'équation (5.3), on trouve que le coefficient de transmission énergétique de l'aluminium (  $Z_{Al}$  MRayl) vers l'eau (  $Z_{eau}$  MRayl) est d'environ 29 %. Ainsi, plus de 70 % de l'énergie acoustique générée par le transducteur piézoélectrique reste prisonnière du guide d'onde.

La manière usuelle d'améliorer ce résultat est d'ajouter une ou plusieurs couches de matériaux ayant des impédances acoustiques intermédiaires entre les matériaux à coupler. Bien qu'une solution multicouche permette d'obtenir les meilleures performances, sa mise en oeuvre est difficile et les résultats sont souvent sous-optimaux [156]. En pratique, on préfère utiliser une seule couche qui permet d'obtenir un gain de transmission appréciable. L'impédance acoustique requise pour un coupleur acoustique simple couche ( ) est donnée par la moyenne géométrique des impédances acoustiques des milieux à coupler. L'épaisseur de cette couche ( ) doit être d'un quart de longueur d'onde de la fréquence à coupler, ci-après dénommée la fréquence de couplage ( ). Par conséquent, le coupleur sera *transparent* pour la fréquence de couplage seulement ; les fréquences supérieures et

inférieures à la fréquence de couplage bénéficiant aussi du coupleur acoustique mais dans une moindre mesure. Pour la configuration d'intérêt, l'impédance acoustique requise pour un coupleur simple couche est donnée par l'équation (5.4).

$$\frac{Z_{\text{Al}}}{Z_{\text{eau}}} \quad (5.4)$$

Selon cette équation, l'impédance requise pour coupler l'aluminium à l'eau est donc de 5.06 MRayl. Or, aucun matériau communément disponible ne possède une telle impédance acoustique. Dans ces circonstances, on fabrique habituellement un matériau composite à partir d'un mélange de poudres métalliques et de résine de type époxy [209, 263]. Le développement et la mise en oeuvre d'un coupleur acoustique composite dépassant le cadre de ce projet, il a été convenu d'utiliser un disque de PEEK (Polyétheréthercétone) comme alternative. On utilise régulièrement ce matériau pour la confection de barres tampons insérées entre un transducer piézoélectrique et un liquide/gaz hostile à sonder à cause de ses propriétés acoustiques et mécaniques [24].

Selon les mesures effectuées par Fitch *et coll.* [86], l'impédance acoustique du PEEK à température ambiante est d'environ 5.06 MRayl, sa vitesse du son longitudinale est de 2600 m/s et son coefficient d'atténuation longitudinal est de 1.33 dB/cm MHz (ou 0.15 Np/cm MHz). L'épaisseur de PEEK requise pour la construction de cette couche (pour 1 MHz) est ainsi de :

$$\frac{Z_{\text{Al}}}{Z_{\text{eau}}} = \frac{Z_{\text{Al}}}{Z_{\text{eau}}} \frac{v_{\text{Al}}}{v_{\text{eau}}} \frac{d_{\text{Al}}}{d_{\text{eau}}} \quad (5.5)$$

Cette couche étant mince, l'atténuation des ondes y est faible (0.15 Np/cm MHz). Afin de quantifier l'impact d'utiliser un disque de PEEK au lieu d'un coupleur ayant l'impédance acoustique idéale (5.06 MRayl), la figure 5.5 montre le coefficient de transmission énergétique en fonction de la fréquence sur la bande fréquentielle d'intérêt, soit de 0 à 1 MHz. Ce graphique a été réalisé en calculant l'impédance acoustique équivalente émanant de la combinaison du coupleur acoustique et de l'eau telle que vue par l'onde en provenance du guide d'onde. À noter que l'impédance équivalente dépend à la fois des matériaux constituant les couches de couplage et de la longueur d'onde en raison des réflexions se produisant aux différentes interfaces entre les milieux. L'impédance acoustique équivalente est donnée par l'équation (5.6) [23, éq. 2] :

$$\frac{\text{eau}}{\text{eau}} \quad (5.6)$$

où les termes  $T_{11}$ ,  $T_{12}$ ,  $T_{21}$  et  $T_{22}$  sont les éléments de la matrice de transfert globale qui représente l'ensemble des couches/milieus de couplage entre le guide d'onde et l'eau. La matrice de transfert globale pour  $N$  couches de couplage est obtenue par le produit des matrices de transfert individuelles représentant chacune une couche de couplage selon l'équation (5.7) [23, éq. 3] :

$$(5.7)$$

où les termes  $T_n$  représentent les matrices de transfert individuelles pour les couches de couplage 1 à  $N$ . Puisque c'est un produit matriciel, l'ordre des matrices  $T_n$  est important et représente l'ordre dans lequel les milieux sont traversés par l'onde qui voyage. Pour une onde voyageant du guide d'onde vers l'eau, la matrice  $T_1$  représente le milieu de couplage directement en contact avec le guide d'onde, alors que la matrice  $T_N$  représente le milieu de couplage en contact avec l'eau. Les matrices  $T_n$  sont calculées par l'équation (5.8) [23, éq. 1] :

$$T_n = \frac{Z_{n+1} \cosh(\gamma_n L_n) + Z_n \sinh(\gamma_n L_n)}{Z_{n+1} \sinh(\gamma_n L_n) + Z_n \cosh(\gamma_n L_n)} \quad \text{avec} \quad \gamma_n = \frac{j\omega}{v_n} \quad (5.8)$$

où  $Z_n$  représente l'impédance acoustique de la couche de couplage  $n$  et où  $L_n$  et  $v_n$  représentent respectivement l'épaisseur de cette couche et la longueur d'onde donnée par la division de la vitesse du son  $v_n$  dans cette couche par la fréquence  $f$  de l'onde qui s'y propage. Nous avons choisi d'utiliser une seule couche de couplage en PEEK, donc la matrice de transfert globale se limite à la matrice de transfert pour la couche de PEEK, soit  $T_{\text{PEEK}}$ . La matrice de transfert a été calculée en utilisant l'épaisseur de PEEK donnée à l'équation (5.5). Ainsi, on calcule les coefficients  $T_{11}$ ,  $T_{12}$ ,  $T_{21}$  et  $T_{22}$  à partir de l'équation (5.8) et on transfère ensuite ces coefficients dans l'équation (5.6) afin d'évaluer l'impédance équivalente pour chaque longueur d'onde, c'est-à-dire pour chaque fréquence du domaine d'intérêt (0 à 1 MHz). On remplace ensuite l'impédance  $Z_{\text{eau}}$  dans l'équation (5.2) afin d'évaluer le coefficient de réflexion  $R$  :

où  $Z_{\text{Al}}$  est l'impédance acoustique du guide d'onde en aluminium. Finalement, on obtient le coefficient de transmission énergétique  $T_{\text{é}}$  selon l'équation (5.3) pour chacune des fréquences du graphique de la figure 5.5, soit :

La même méthode a été utilisée pour obtenir le graphique du couplage idéal à la figure 5.5 en imposant une impédance  $Z_{\text{Al}}$  à la couche de couplage et en fixant son épaisseur à  $h_{\text{Al}}$  pour la même fréquence de couplage, soit  $f_{\text{c}}$  kHz.

Tel que montré sur ce graphique, moins de 30 % de l'énergie est transmise du guide d'onde en aluminium vers l'eau pour le cas sans coupleur. Le coupleur idéal permettrait de transférer la totalité de l'énergie à la fréquence de couplage, alors que le PEEK limite le passage de cette fréquence à 80 % de la valeur optimale. Cette figure permet aussi d'apprécier que le coupleur améliore la transmission de l'énergie pour les fréquences autres que la fréquence centrale, mais dans une moindre mesure. L'amélioration de la transmission d'énergie a été validée expérimentalement en ajoutant un disque de 1.25 mm d'épaisseur au bout d'un générateur d'onde de choc. Une époxy résistante à l'eau<sup>5</sup> a été utilisée pour coller le disque de PEEK au guide d'onde. La figure 5.6 présente le pulse généré dans l'eau au bout du générateur d'onde de choc pour les configurations avec (PEEK) et sans coupleur.

Le coupleur acoustique faisant partie du générateur d'onde de choc, l'étalonnage du système a été fait dans la condition finale d'utilisation. Ainsi, le guide d'onde muni du disque de PEEK a été étalonné avec le disque de PEEK et le guide d'onde sans coupleur a été étalonné sans coupleur. La procédure d'étalonnage décrite à la section 3.2 a été suivie pour l'étalonnage du générateur d'onde de choc dans l'eau (figure 3.4) avec un hydrophone à fibre optique (*Precision Acoustics*). Le signal d'étalonnage a été moyenné sur 2000 acquisitions et la mesure du pulse généré a été moyennée sur cent (100) acquisitions afin de réduire l'amplitude du bruit d'acquisition inhérent à la sensibilité réduite de l'hydrophone à fibre optique.

---

5. LePage® Marine Époxy #1418138



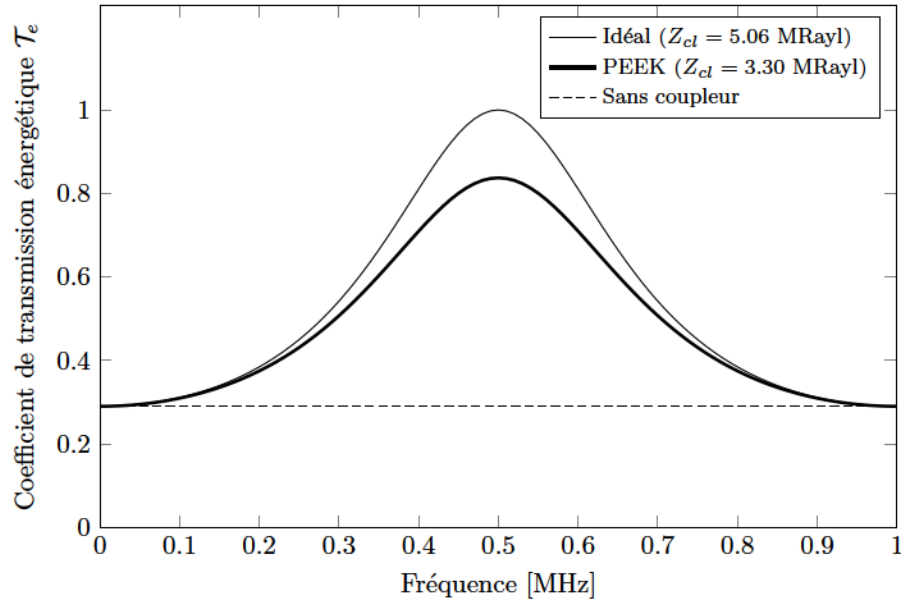


Figure 5.5 Coefficient de transmission énergétique du guide d'onde en aluminium vers l'eau en fonction de la fréquence pour trois configurations : (i) sans coupleur, (ii) avec coupleur idéal et (iii) avec coupleur en PEEK—Pour  $Z_{\text{Al}} = 5.06 \text{ MRayl}$  et  $Z_{\text{eau}} = 1.5 \text{ MRayl}$ . Les résultats ne tiennent pas compte de l'atténuation dans le PEEK ni de la présence de l'adhésif. (*Résultats de simulation*)

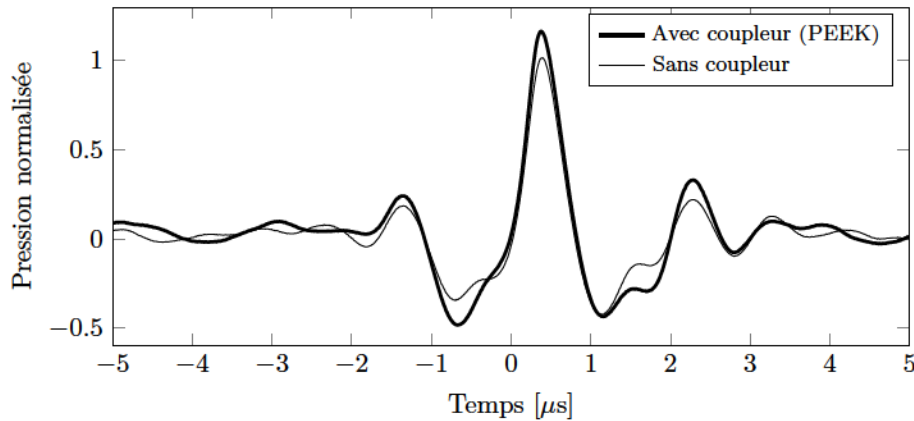


Figure 5.6 Pulse mesuré dans l'eau devant le générateur d'onde de choc pour les configurations avec coupleur (PEEK) et sans coupleur—Position d'étalonnage et de mesure de la pression :  $10 \text{ mm}$ , transducteur : GC500-D25-X, guide d'onde en aluminium 6061-T6 ( $10 \text{ mm}$ ,  $10 \text{ mm}$ ), coupleur : disque de PEEK de  $1.25 \text{ mm}$  d'épaisseur, voltage d'excitation :  $10 \text{ V}$  ( $10 \text{ V}$ ), signaux moyennés sur 100 acquisitions pour réduire le bruit, hydrophone à fibre optique (sensibilité :  $1.68 \text{ mV/MPa}$ , *Precision Acoustics*)



Tel que montré à la figure 5.6, l'ajout du coupleur en PEEK permet d'augmenter la pression d'un peu plus de 8 % par rapport à la configuration sans coupleur, et ce, pour le même voltage d'excitation ( V). Cette augmentation semble faible par rapport au gain théorique anticipé du coefficient de transmission (figure 5.5), mais présente tout de même l'effet recherché. La simplicité du modèle théorique (*p. ex.* ignorant la couche d'adhésif, les effets tridimensionnels, l'influence du coupleur lors de l'étape d'étalonnage, etc.) ainsi que l'imprécision de l'implémentation physique du coupleur (épaisseur de la couche de PEEK, vitesse du son réelle dans le PEEK, qualité du collage, etc.) sont autant de facteurs qui peuvent expliquer la différence entre le modèle et la réalité. Même si le gain de pression associé à ce coupleur acoustique est somme toute modeste, il a été décidé qu'il serait ajouté à la sortie des guides d'ondes afin d'obtenir ce 8 % additionnel sur la pression. L'optimisation du coupleur acoustique n'étant pas requis à ce stade de développement du lithotriteur, le coupleur a été utilisé tel quel pour le moment en gardant en tête qu'un gain additionnel serait probablement possible avec un coupleur simple couche composite ou un coupleur multicouche.

### 5.1.5 Sélection de la longueur du guide d'onde

Tel que démontré à la section 4.5.4, la longueur optimale du guide d'onde est atteinte lorsque tout gain dispersif additionnel lié à l'allongement du guide d'onde est annulé par l'augmentation de l'atténuation dans le matériaux, elle aussi liée à l'allongement du guide d'onde. En utilisant une atténuation de Np/m MHz pour l'aluminium, on peut tracer le même graphique que celui présenté à la figure 4.10, soit l'évolution du gain réel en fonction de la longueur du guide d'onde, mais pour la configuration retenue. L'équation utilisée pour calculer le facteur d'amplification en fonction de la longueur du guide d'onde est tirée des courbes de tendance présentées au tableau 4.2 (pour , % et ).

Selon la figure 5.7, la longueur optimale du guide d'onde serait de 9.91 m, pour un facteur d'amplification maximal théorique de (7.68 dB). Ce gain exclut le gain associé à la saturation du signal d'excitation (autour de pour selon la figure 4.6). Or, un nombre de générateurs est nécessaire pour l'assemblage d'un lithotriteur à zone focale variable et une longueur de près de 10 m par guide d'onde est peu pratique dans un contexte d'appareillage médical, du moins pour une preuve de concept. Pour des raisons pratiques<sup>6</sup>, la longueur a été fixée à 914.4 mm (36 pouces) ce qui résulte en un facteur d'amplification théorique (5.30 dB) selon la figure 5.7, soit un peu plus que la

---

6. Par exemple pour le déplacement de l'appareil pour effectuer des essais sur des animaux

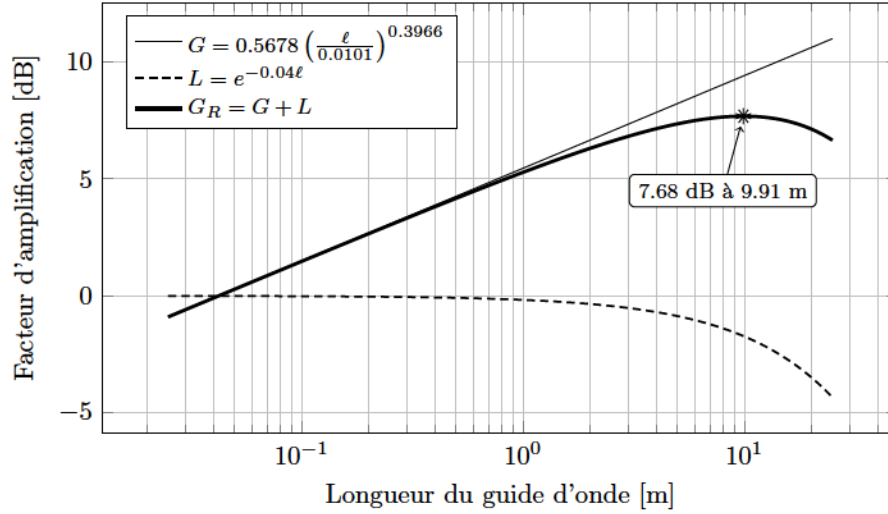


Figure 5.7 Évolution du facteur d'amplification (équation tirée du tableau 4.2 pour %, et ), des pertes dues à l'atténuation intrinsèque du matériau ( Np/m MHz), et du facteur d'amplification réel en fonction de la longueur du guide d'onde—Pour un guide d'onde en aluminium ( GPa, kg/m ), jumelé à un transducteur GC500-D25-X ( kHz, %) et pour lequel le rapport rayon-longueur d'onde est de . Ce graphique est valide pour un seuil de saturation nul (%).

moitié du facteur d'amplification maximal théorique. En incluant un seuil de saturation du signal d'excitation égal ou supérieur à 90 %, le facteur d'amplification global théorique est d'environ . Ainsi, le guide d'onde sera en mesure d'émettre une pression équivalente à dix (10) fois la pression générée par le transducteur piézoélectrique seul lorsque celui-ci est excité au même voltage.

### 5.1.6 Système de retenu du transducteur piézoélectrique

Tel que présenté aux sections précédentes, le guide d'onde retenu est une barre d'aluminium de diamètre constant qui ne possède pas de dispositif permettant d'y attacher le transducteur piézoélectrique. Il aurait été possible d'utiliser un adhésif pour coller le transducteur au guide d'onde, mais il a été jugé plus pratique d'utiliser un mode de fixation non permanent à cette étape du développement du lithotriteur. Ainsi de la glycérine pure (USP) est utilisée comme fluide de couplage entre le transducteur et le guide d'onde.

Un collet de serrage a été préféré comme moyen d'ancrage plutôt qu'un changement de géométrie sur le guide d'onde (*p. ex.* entaille ou bride) afin de conserver un diamètre constant sur toute la longueur du guide d'onde; tout changement de section étant un obstacle à la transmission des ondes (analogue à un changement d'impédance). Différentes configura-

tions de collet de serrage ont été testées afin d'évaluer leur impact sur la propagation des ondes dans le guide. En effet, un guide d'onde en aluminium se déforme principalement dans la direction axiale lors du passage des ondes longitudinales, mais aussi radialement ; c'est ce qu'on appelle l'effet de Poisson. Ainsi, plus le coefficient de Poisson est grand, plus l'effet est important<sup>7</sup>. De manière analogue, en contraignant la barre d'aluminium radialement, on empêche cette déformation d'avoir lieu et ainsi on bloque le passage des ondes longitudinales. Par conséquent, le collet de serrage retenu doit générer la force de frottement nécessaire à la retenue du transducteur sans entraver le passage des ondes longitudinales.

L'hypothèse est qu'en limitant les points de contact du collet avec le guide d'onde, les pertes de transmission sont minimisées. À cet effet, trois configurations ont été comparées : (i) sans collet, (ii) avec collet standard (serrage sur toute la circonférence du guide d'onde) et (iii) collet avec goupilles intégrées. La figure 5.8 présente la version du collet avec goupilles intégrées. Cette modification permet de limiter les zones de contact à seulement trois *lignes* de manière à minimiser l'impact de la présence du collet. Le montage expérimental présenté à la figure 3.3 a été utilisé pour l'étalonnage du guide d'onde puis pour mesurer le pulse généré. D'un côté, le transducteur émetteur ( $TR$ ) était tenu en contact avec le guide d'onde en utilisant un logement fixé au collet (par les trois (3) trous filetés) et de l'autre, le transducteur récepteur ( $TR$ ) était tenu à la main. Pour le cas sans collet, les deux transducteurs étaient tenus à la main et le guide d'onde était appuyé sur deux pointes métalliques.

La figure 5.9 présente les pulses générés pour les trois configurations. L'amplitude des pulses a été normalisée par rapport au cas sans collet. La configuration avec le collet standard est celle qui atténue le plus les ondes avec une réduction de par rapport à la configuration sans collet (guide d'onde libre). Tel que prévu, l'ajout de goupilles a permis de minimiser les pertes à environ 3 %, ce qui a été jugé acceptable à cette étape du projet. C'est ce collet à goupilles qui a été sélectionné comme point d'ancrage pour la fixation du transducteur dans la *configuration finale* du générateur d'onde de choc.

### 5.1.7 Sélection de la durée du signal d'excitation

L'objectif de cette section est d'évaluer l'impact de la durée du signal d'excitation du transducteur piézoélectrique, construit à partir de la réponse impulsionnelle du générateur d'onde de choc, sur le facteur d'amplification. La réponse à cette question est

---

7. Rappel : selon les résultats présentés à la section 4.5.3 le facteur d'amplification est promu pour des matériaux à fort coefficient de Poisson.

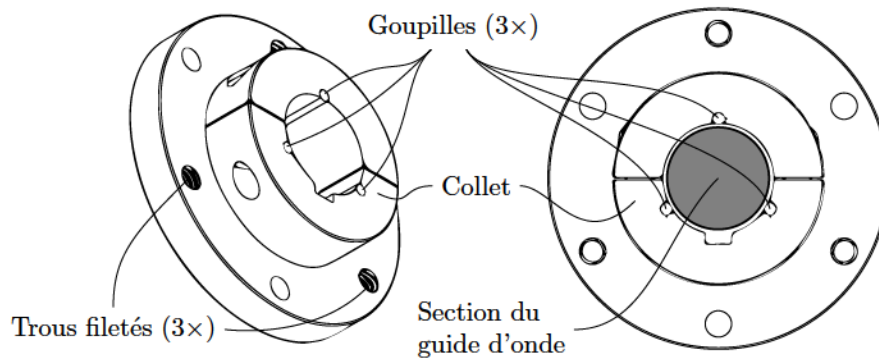


Figure 5.8 Collet à goupilles (acier) permettent de limiter à trois *lignes* les zones de contact avec le guide d'onde

importante pour deux raisons. Premièrement, la durée de l'enregistrement (lors de l'étape d'étalonnage) doit être suffisamment longue pour enregistrer l'intégralité de la réponse impulsionnelle du système. Deuxièmement, le cycle de service (*duty cycle*) des amplificateurs étant limité, plus le signal à amplifier est court et plus la fréquence d'émission des pulses pourra être grande. Autrement dit, le signal amplifié doit être d'une durée minimale lors de l'étape d'émission, c'est-à-dire limité à la réponse impulsionnelle du générateur d'onde de choc, afin de maximiser la fréquence d'émission des pulses du lithotriteur.

Le montage présenté à la figure 3.4 et la méthode présentée à la section 3.2 ont été utilisés pour l'étape d'étalonnage du générateur d'onde de choc. La distance pour la mesure de la réponse impulsionnelle lors de l'étalonnage a été fixée à 150 mm pour ce test, soit dans la zone éloignée. La *configuration finale* du générateur d'onde de choc, établie aux sections 5.1.1 à 5.1.5, a été utilisée pour cette expérience, soit :

- **Transducteur** : GC500-D25-X (*The Ultran Group*);
- **Matériau du guide d'onde** : Aluminium 6061-T6;
- **Diamètre du guide d'onde** : 25.4 mm (                    );
- **Longueur du guide d'onde** : 914.4 mm (                    );
- **Coupleur acoustique** : PEEK (                    mm).

La figure 5.10a présente la réponse impulsionnelle et la figure 5.10b présente le signal d'excitation correspondant du transducteur pour la configuration finale du générateur d'onde de choc. Sur cette figure, on remarque la présence parasite de l'impulsion électrique d'étalonnage à                    s. Cette impulsion étant du bruit électrique, elle ne fait donc pas partie de la réponse impulsionnelle du système. Il s'écoule un délai de 244 s entre l'excitation impulsionnelle du transducteur et le début de la mesure de l'hydrophone à



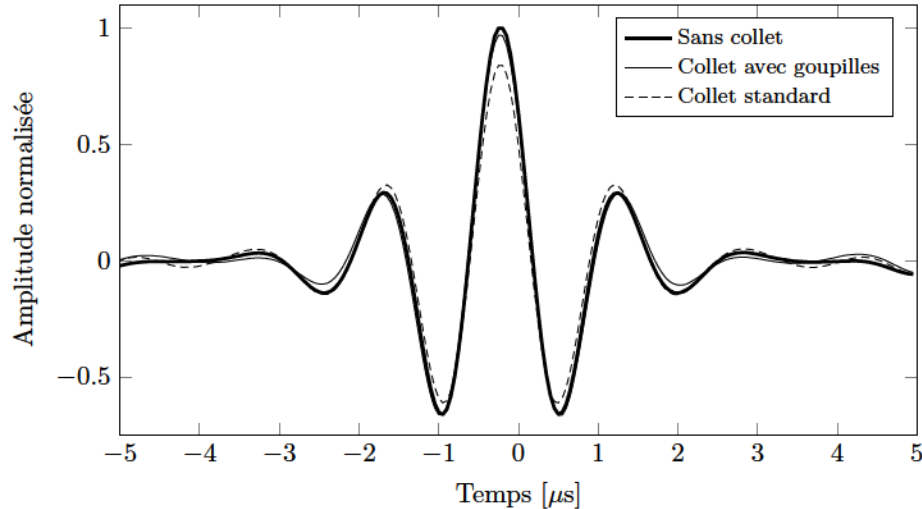


Figure 5.9 Influence du collet de retenue pour le transducteur piézoélectrique sur l'atténuation des ondes—Amplitude normalisée par rapport au cas sans collet. Transducteurs utilisés (émetteur et récepteur) : GC500-D25-X. Guide d'onde : aluminium 6061-T6 ( mm et mm).

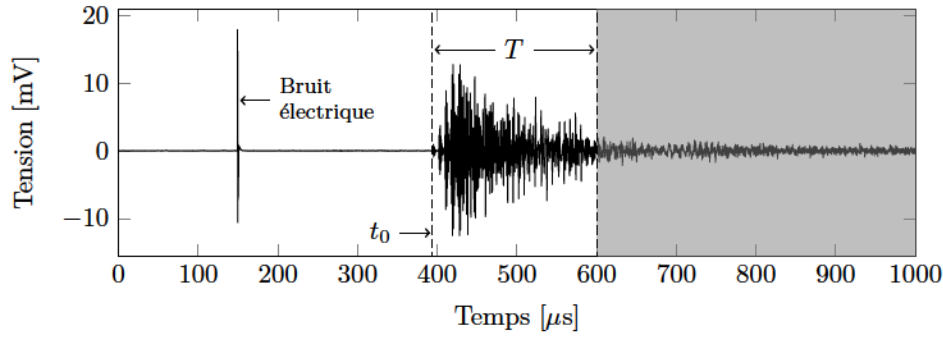
s ; ce délai de propagation étant dicté par la vitesse du son dans le guide d'onde et dans l'eau ainsi que par la distance à parcourir dans ces deux milieux. L'objectif est d'établir la durée de la réponse impulsionnelle à conserver pour la construction du signal d'excitation (voir figure 5.10b) de manière à maximiser l'amplitude du pulse généré, ou quelle portion en gris, à la figure 5.10a, peut être retranchée.

En utilisant l'intégralité du signal enregistré lors de l'étape d'étalonnage, soit le signal de la figure 5.10b pour s, on obtient le pulse acoustique présenté à la figure 5.11. Ce pulse est considéré comme intégral, c'est-à-dire que le signal d'excitation utilisé pour sa création contient la réponse impulsionnelle complète du système.

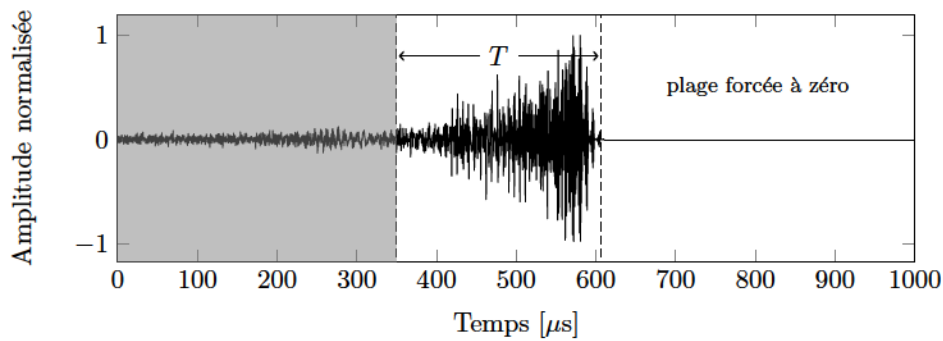
L'étape suivante est de comparer l'amplitude du pulse dit *pulse intégral* avec des pulses similaires construits à partir de réponses impulsionnelles tronquées, soit d'une durée inférieure à 606 s. Les résultats ainsi obtenus sont présentés à la figure 5.12, où les points noirs présentent l'amplitude du pulse produit pour différentes durées du signal d'excitation pour le cas sans saturation ( %) et où les points blancs présentent les résultats pour un signal d'excitation saturé à 90 %.

La valeur de représente la durée de la réponse impulsionnelle retenue pour bâtir le signal d'excitation. Ainsi, plus est grand et plus le signal d'excitation est fidèle à la réponse impulsionnelle du système. En se référant à la figure 5.12, l'amplitude maximale du pulse atteint un plateau lorsque la durée retenue de la réponse impulsionnelle est





(a) Signal tel que mesuré par l'hydrophone aiguille à la position  $\text{mm}$ , soit la réponse impulsionnelle du générateur d'onde de choc



(b) Signal d'excitation du transducteur pour l'émission d'un pulse pour un seuil de saturation nul ( )

Figure 5.10 Réponse impulsionnelle et signal d'excitation pour le générateur d'onde de choc (configuration finale) pour l'étude de l'influence de sur le facteur d'amplification—Étalonnage selon le montage de la figure 3.4 et méthode présentée à la section 3.2, mais pour une distance fixe de l'hydrophone aiguille à  $\text{mm}$ .

supérieure à environ 200 s, et ce, pour les deux séries de points. On remarque également que l'amplitude du pulse généré diminue rapidement pour s.

La troncature de la réponse impulsionnelle a des répercussions évidentes sur l'amplitude du pulse produit et aussi sur sa trace temporelle. En effet, plus il manque d'information dans le signal d'excitation ( petit) et plus le rapport signal-bruit est faible. À cet effet, la figure 5.13 présente les traces temporelles normalisées des pulses mesurés pour , 206, 116 et 56 s et pour un seuil de saturation de 90 %. Tel que montré, la trace temporelle du pulse ne change pratiquement pas lorsque la réponse impulsionnelle est complète ( s s), alors que l'amplitude relative des pulses secondaires (bruit) augmente graduellement avec la réduction de . Le même comportement a été observé pour le cas sans saturation.

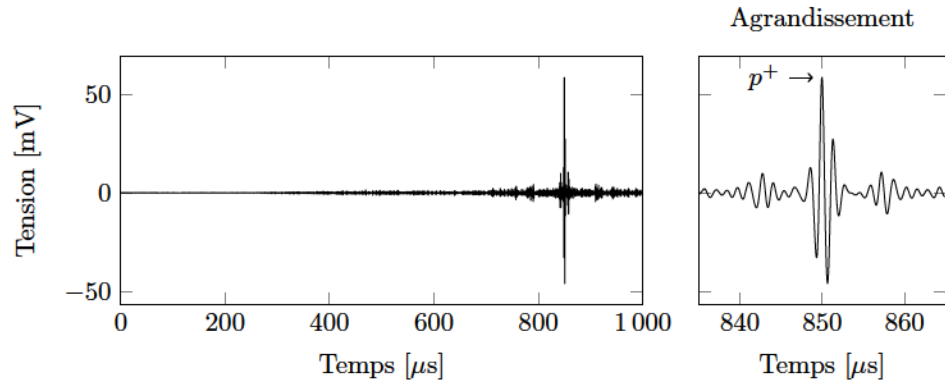


Figure 5.11 Pulse émis dans l'eau par le générateur d'onde de choc lorsque soumis au signal d'excitation complet ( ) présenté à la figure 5.10b—Voltage d'excitation : V. Pulse mesuré dans l'eau avec l'hydrophone aiguille à la position mm. Signal moyenné sur 100 acquisitions. représente l'amplitude positive maximale du pulse.

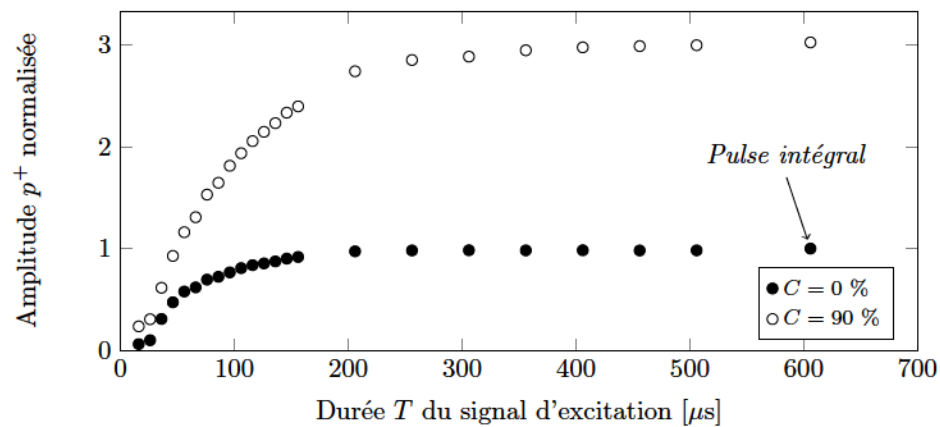


Figure 5.12 Amplitude maximale positive des pulses produits pour différentes durées du signal d'excitation—Signaux moyennés sur 100 acquisitions.

En analysant la figure 5.12, on remarque d'abord que l'amplitude du pulse généré diminue de façon drastique lorsque la réponse impulsionnelle de l'émetteur est incomplète. Il y a donc une limite à ne pas dépasser afin de maximiser l'amplitude du pulse tout en conservant un rapport signal-bruit (SNR) acceptable. Cette limite se situe à environ s pour la *configuration finale* du générateur d'onde de choc, et ce, pour les deux séries de données. Plus précisément, il n'y a pas de gain d'amplitude sur le pulse émis en utilisant plus de 200 s de la réponse impulsionnelle du système pour un signal non saturé, alors qu'il est possible d'augmenter l'amplitude du pulse d'un 10 % supplémentaire en utilisant un signal d'excitation d'une durée s (par rapport à s) pour le cas saturé. Pour une excitation saturée, bien que le taux d'augmentation de est faible pour s,

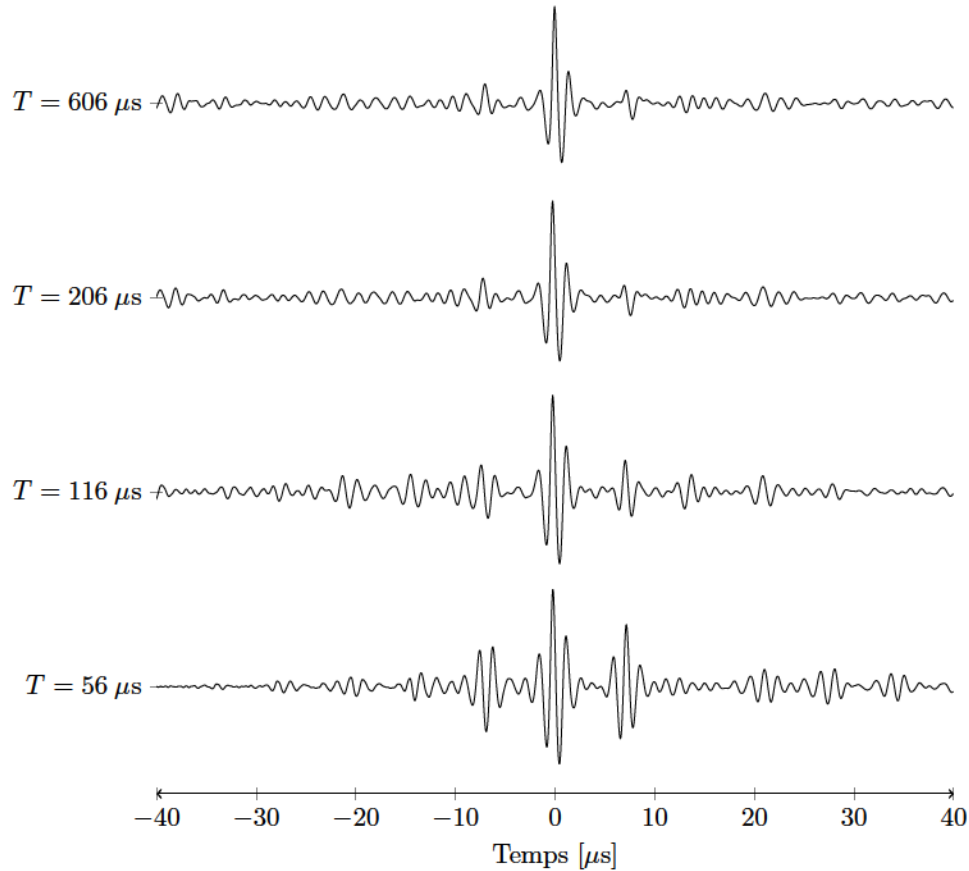


Figure 5.13 Trace temporelle pour différentes durées du signal d'excitation et un seuil de saturation 50%. L'amplitude des pulses a été normalisée afin d'apprécier le rapport signal-bruit du pulse. Ces signaux sont moyennés sur 100 acquisitions.

on remarque que l'amplitude du pulse continue d'augmenter pour un signal d'excitation d'une durée supérieure à 600  $\mu$ s.

La différence de durée optimale du signal d'excitation pour le cas avec et sans saturation s'explique probablement par le fait que la saturation du signal amplifie la contribution des réflexions se produisant aux extrémités du guide d'onde (les aller-retours). En effet, le pulse généré à partir d'un signal saturé contient à la fois la contribution du signal principal (dispersé sur la longueur du guide d'onde), mais aussi les contributions des signaux dispersés sur les longueurs  $2L$ ,  $4L$ , etc. Bien entendu, l'utilisation de ces réflexions implique qu'on doive enregistrer le signal dispersé sur une longue période au moment de l'étalonnage. Sachant que l'impédance acoustique de l'eau et de l'aluminium sont très différentes, il n'est pas surprenant que ces réflexions soient d'amplitudes appréciables. Or, il est probable que le transducteur amortisse (conversion de l'énergie acoustique en énergie

électrique) la majeure partie de cette onde lorsqu'elle fait le chemin inverse limitant la contribution de ces réflexions au pulse généré.

Ainsi, lors de l'étape d'étalonnage de la *configuration finale* du générateur d'onde de choc, il est recommandé de conserver un minimum de 200 s entre le début de la réponse impulsionnelle ( ) et la fin de l'enregistrement. Pour un seuil de saturation %, augmenter la durée du signal d'excitation à s permet d'augmenter l'amplitude du pulse de 10 % par rapport à un signal d'excitation de s.

### 5.1.8 Champ de pression devant le générateur unique

Cette section caractérise le champ de pression produit dans l'eau devant le générateur d'onde de choc (*configuration finale*). Pour ce faire, on utilise un hydrophone calibré de type fibre optique (FOH System, *Precision Acoustics*, Dorchester, Angleterre). Cet hydrophone est caractérisé par une sensibilité de 0.168 V/MPa à 1 MHz<sup>8</sup> et un élément sensible (parylène) de 10 mm de diamètre offrant une résolution spatiale très fine. Selon le fabricant, cet hydrophone est limité à une plage dynamique d'environ 15 MPa, soit MPa.

Le générateur d'onde de choc est d'abord étalonné dans l'eau avec un hydrophone selon la méthode et le montage présentés à la section 3.2. L'hydrophone est positionné à mm pour l'étalonnage, soit la profondeur focale fixée pour le lithotriteur. L'hydrophone à fibre optique a été utilisé pour l'étalonnage et la mesure du champ de pression de manière à s'assurer que la position mm du champ de pression corresponde exactement à la position d'étalonnage ; un changement d'hydrophone entre les étapes d'étalonnage et de mesure du pulse aurait introduit une erreur de positionnement. En conséquence, la réponse impulsionnelle a été moyennée sur acquisitions de manière à améliorer le rapport SNR en raison de la faible sensibilité de l'hydrophone à fibre optique.

La figure 5.14 présente la cartographie 1D de la pression positive selon l'axe ( ) devant le générateur d'onde de choc pour deux conditions d'excitation : le cas *basse puissance* ( V %) et le cas *haute puissance* ( kV %). La cartographie s'étend de la sortie du générateur ( ) jusqu'à 10 mm au delà de la profondeur focale du lithotriteur, soit jusqu'à mm pour le cas *basse puissance*, mais se concentre uniquement autour de la profondeur focale pour le cas *haute puissance*, soit mm. Les paramètres pour l'excitation à *haute puissance* représentent le voltage maximal disponible

---

8. La sensibilité de l'hydrophone à fibre optique en fonction de la fréquence est donnée à l'annexe C.

avec l'amplificateur GA-2500A pour l'excitation du transducteur. Le seuil de saturation a été fixé à  $\pm 250$  V afin de maximiser à la fois l'amplitude de sortie et le rapport SNR du pulse émis (se référer à la figure 4.6). La comparaison basse *vs* haute puissance est faite afin de mettre en évidence, une fois de plus, l'influence de la saturation du signal d'excitation sur l'amplitude du pulse émis.

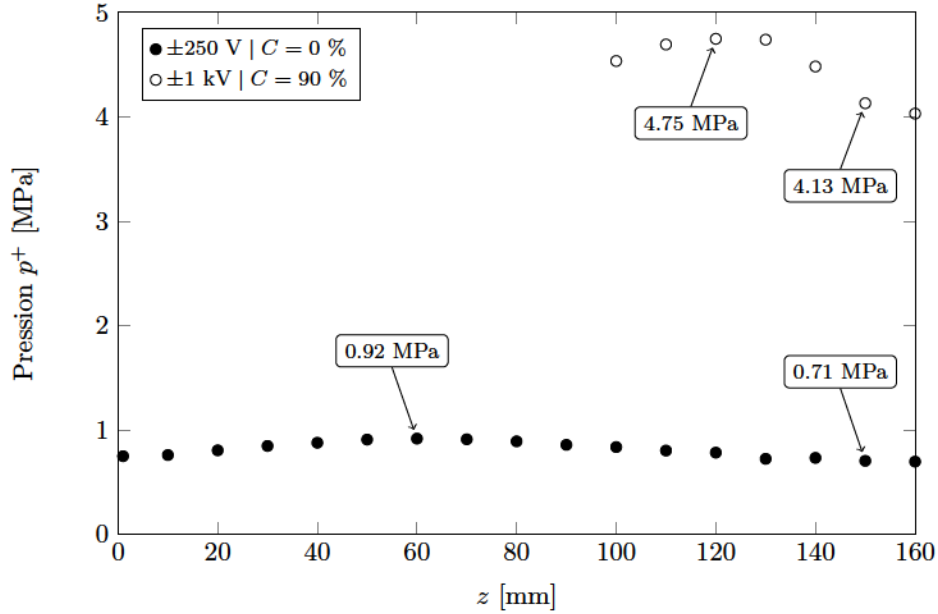


Figure 5.14 Cartographie 1D, selon l'axe ( $z$ ), de la pression positive du pulse généré dans l'eau par le générateur d'onde de choc (*configuration finale*) pour deux combinaisons de puissance et de seuil de saturation—Les valeurs maximales atteintes pour les deux conditions d'excitation sont indiquées dans les bulles. Position de l'hydrophone pour l'étalonnage :  $z = 0$  mm. Durée du signal d'excitation :  $t = 0.5$  s. Chaque point des données représente la valeur moyenne de 100 acquisitions.

Tel que montré à la figure 5.14, l'amplitude maximale du pulse mesuré pour le cas *basse puissance* est tout juste inférieure à 1 MPa. Cette pression est atteinte à une distance  $z = 60$  mm, ce qui correspond à la position théorique de la pression maximale pour une source large bande ( $\pm 250$  V et  $10$  kHz) de type piston, telle que donnée par le modèle linéaire (se référer à la figure 5.4). Tel qu'illustré à la figure 4.16, la position de cette pression maximale change lors de l'apparition d'une onde de choc, alors que des phénomènes non linéaires influencent la propagation de l'onde [125]. Ainsi, la pression maximale mesurée pour le cas *haute puissance* est atteinte à une profondeur  $z = 120$  mm pour une valeur de  $p^+ = 4.75$  MPa.

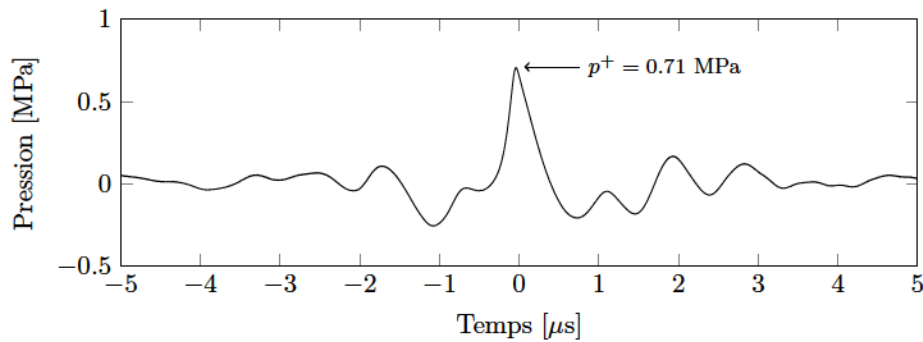
La région d'intérêt se situe au point focal fixé pour le lithotriteur, soit à  $z = 120$  mm. Ainsi, la figure 5.15 compare le pulse généré à cette profondeur pour les deux cas. D'abord,



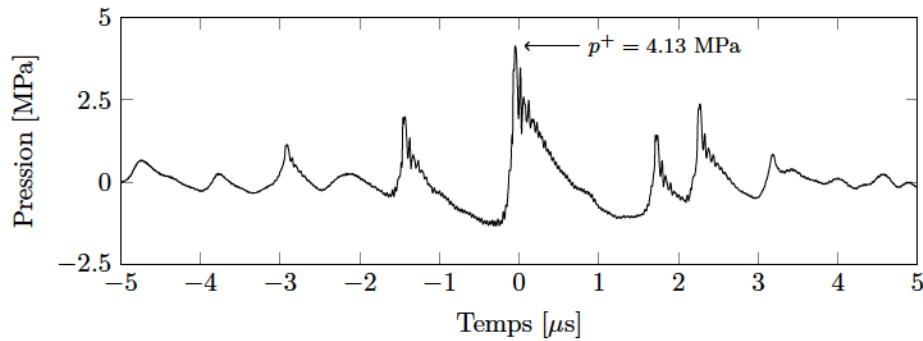
on remarque la présence évidente d'une onde de choc pour le cas *haute puissance* (figure 5.15b) de par le front montant quasi vertical ; la pression générée pour le cas *basse puissance* n'étant pas suffisamment élevée pour le développement d'une telle onde de choc. La pression positive maximale atteinte est près de six (6) fois supérieure pour le cas *haute puissance* par rapport au cas *basse puissance*. Cependant, le rapport attendu est autour de 12, soit un gain de trois ( ) pour l'utilisation d'un seuil de saturation à 90 % (se référer à la figure 4.6) et un gain supplémentaire de quatre ( ) dû à l'augmentation du voltage d'excitation de 250 V à 1 kV. À cet effet, et selon le manufacturier de l'hydrophone, les oscillations hautes fréquences (5 MHz—10 MHz) observées dans la trace temporelle du pulse (*p. ex.* pour s à la figure 5.14) ne représentent pas la variation juste de la pression dans le temps, mais sont plutôt la conséquence d'une résonance radiale de l'extrémité de la fibre optique due à sa géométrie [161]. Ainsi, la conversion de l'amplitude du pulse mesurée en volt vers l'unité de pression (Pa) est erronée lorsqu'on applique la sensibilité correspondante aux différentes composantes fréquentielles du pulse tel qu'expliqué à l'annexe C. En effet, la sensibilité de l'hydrophone est plus grande pour les fréquences correspondant aux oscillations parasites qu'elle ne l'est pour la bande passante des générateur d'onde de choc ; soit V/MPa sur la plage 5 MHz—10 MHz et 0.168 V/MPa pour

MHz respectivement. Par conséquent, les oscillations parasites hautes fréquences observées sur la crête de l'onde de choc viennent sous-estimer l'amplitude réelle de l'onde de choc alors qu'une sensibilité plus grande est appliquée à ces oscillations lors de la conversion des volt en Pascal. Afin de contourner ce problème, on peut estimer l'amplitude réelle de l'onde de choc en utilisant une valeur contante pour la sensibilité de l'hydrophone, cette valeur correspondant à la sensibilité de l'hydrophone sur la bande passante du générateur d'onde de choc, soit 0.168 V/MPa pour MHz. Le pulse de pression ainsi obtenu est présenté à la figure 5.15c. Dans ce cas, on obtient une pression MPa, soit un peu plus de dix (10) fois l'amplitude du pulse obtenu avec l'excitation *basse puissance*. Cette dernière valeur est plus plausible que la pression obtenue en utilisant une sensibilité variable (4.13 MPa), alors qu'elle se rapproche davantage de la valeur attendue. Ainsi, l'utilisation de la sensibilité de l'hydrophone pour MHz semble plus appropriée pour la conversion vers l'unité de pression. La pression positive générée à une profondeur de 150 mm pour l'excitation *haute puissance* se situe donc vraisemblablement entre 4.13 MPa et 7.17 MPa, cette dernière valeur étant considérée comme la plus juste.

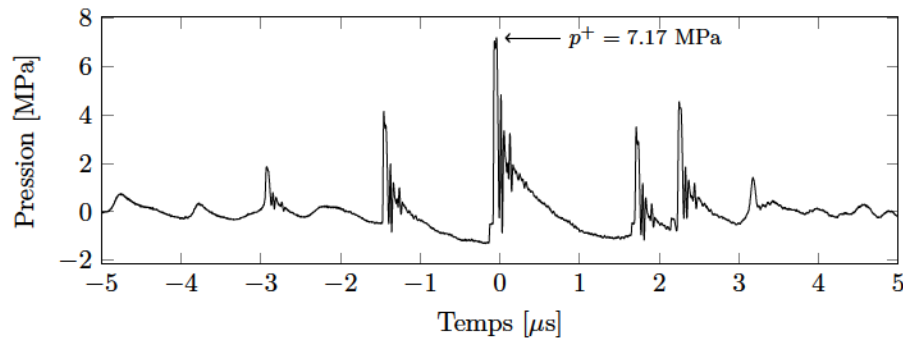
À titre comparatif, la figure 5.16 présente la pression générée par un transducteur piézo-composite large bande conçu spécialement pour l'émission d'impulsions dans l'eau (modèle C302-SU, *Olympus*). Une impulsion carrée de 1 kV a été appliquée aux bornes de ce transducteur et le pulse d'amplitude maximale ( MPa) a été mesuré à une



(a) Excitation *basse puissance*—L'amplitude du pulse demeure la même peu importe le mode d'application de la sensibilité de l'hydrophone ; c'est le cas lorsque la pression varie graduellement, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas d'onde de choc.



(b) Excitation *haute puissance*—En appliquant la sensibilité de l'hydrophone dépendante du contenu fréquentiel du pulse (se référer à la figure C.1).



(c) Excitation *haute puissance*—En appliquant la sensibilité de l'hydrophone à 1 MHz, soit 0.168 V/MPa (se référer à la figure C.1).

Figure 5.15 Traces temporelles des pulses de pression mesurés à la profondeur focale du lithotriteur, soit mm—*Basse puissance* : V et % . *Haute puissance* : kV et % Ces pulses correspondent aux positions de mesure de la figure 5.14.

profondeur                    mm. Ainsi, le générateur d'onde de choc est en mesure de produire sensiblement le même niveau de pression qu'un transducteur conçu spécifiquement pour l'eau (0.71 MPa *vs* 0.61 MPa), et ce, pour un voltage d'excitation quatre (4) fois plus faible (250 V *vs* 1 kV). Ces valeurs sont conséquentes avec le facteur d'amplification théorique obtenu pour la *configuration finale* du générateur d'onde de choc (                    , voir section 5.1.5); ce facteur excluant la contribution de la saturation du signal d'excitation.

Afin de compléter la caractérisation du champ de pression du générateur d'onde de choc, des cartographies 2D, dans le plan                    , ont été réalisées pour l'excitation *basse puissance*, la première à une profondeur                    mm et la deuxième à la profondeur                    mm. La figure 5.17 présente le résultat obtenu. Le cercle blanc sur ces graphiques marque la zone                    dB, soit la zone sur laquelle la pression                    mesurée atteint au minimum la moitié de la pression maximale. Ainsi, on remarque que le faisceau diffracte à mesure que l'on s'éloigne du générateur d'onde de choc alors que la zone                    dB s'élargie passant de 18 mm à 23.5 mm de diamètre pour une profondeur d'acquisition variant de                    mm à                    mm.

La *configuration finale* du générateur d'onde de choc permet ainsi de générer, à une profondeur de 150 mm dans l'eau, un pulse de pression d'amplitude située dans l'intervalle                    MPa                    MPa. Cette pression est obtenue en excitant le transducteur à une tension de                    kV et pour un seuil de saturation de                    %. À tension d'excitation égale, un transducteur piézocomposite, spécialement adapté pour émettre dans l'eau, génère un pulse d'amplitude dix (10) fois inférieure à celle produite par le générateur d'onde de choc. La zone                    dB du générateur d'onde de choc mesurée à la position                    mm est similaire au diamètre du guide d'onde (23.5 mm *vs* 25.4 mm).

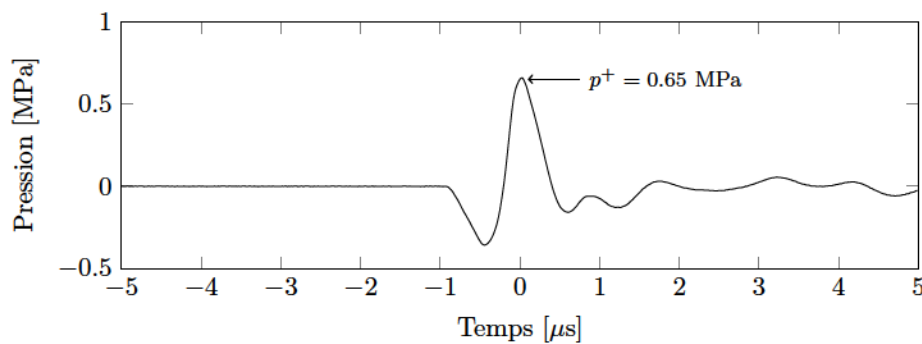


Figure 5.16 Pulse de pression mesuré devant un transducteur piézocomposite large bande adapté pour l'eau (C302-SU,                    MHz , *Olympus*)—Excitation : impulsion carrée                    de 1 kV. Mesure prise à la position                    mm.

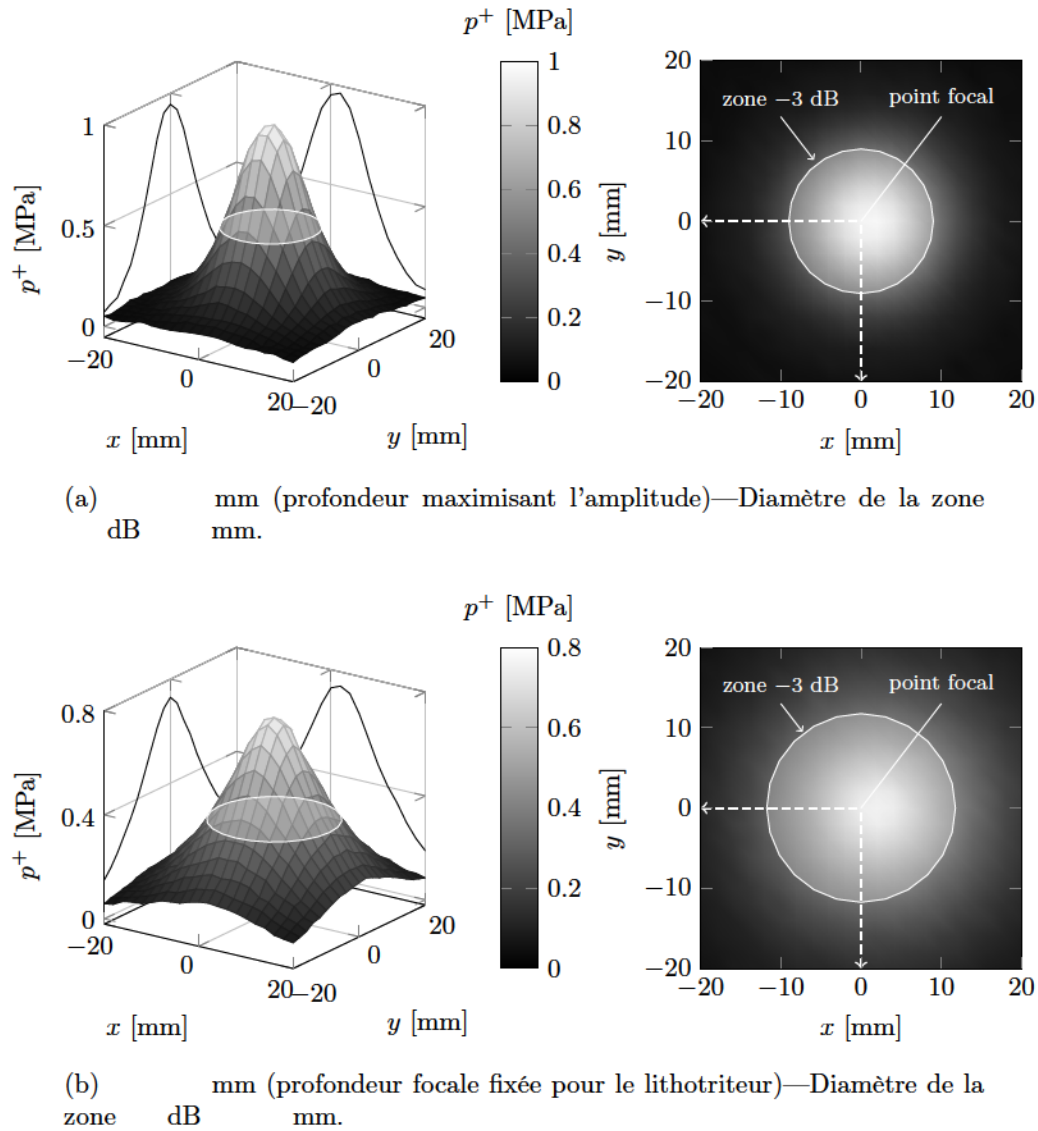


Figure 5.17 Cartographie 2D ( ) du champ de pression positive devant le générateur d'onde de choc pour profondeur mm—Même montage que pour la figure 5.14. Paramètres d'excitation : V et %. Chaque point des champs de pression représente la valeur moyenne de 20 acquisitions.



## 5.2 Assemblage des générateurs d'onde de choc

Cette section présente la tête du lithotriteur, soit l'arrangement retenu pour la disposition des générateurs d'onde de choc ainsi que le dispositif de couplage vers le sujet. Cette section présente aussi les particularités de la méthode d'étalonnage propre à ce système multicanaux pour une focalisation au foyer géométrique et en périphérie. Finalement, le champ de pression du lithotriteur est cartographié dans un bassin d'eau pour différents points focaux.

### 5.2.1 Tête du lithotriteur et électronique de puissance

Tel que présenté à la figure 5.18, le lithotriteur est composé de dix-neuf (19) générateurs d'onde de choc dans leur *configuration finale* ; se référer à la section 5.1.7 pour la description complète des générateurs. Les générateurs d'onde de choc sont fixés à une plaque perforée (montée à l'horizontale) de sorte que les extrémités émettrices des guides d'onde forment une coupole de 127 mm d'ouverture sous la plaque. Chaque générateur est fixé à la plaque à l'aide d'un collet de forme hexagonale qui réduit la contrainte radiale sur le guide d'onde—et donc réduit l'atténuation des ondes—par rapport à un collet conventionnel de forme circulaire. Le rayon de courbure de la coupole est de 150 mm afin d'obtenir une zone focale géométrique à une profondeur de 150 mm. Cette valeur est similaire à la profondeur focale des lithotriteurs modernes tel que présentée au tableau 2.1 et tel que rapportée par Rassweiler *et coll.* [207]. Une ouverture de 127 mm est faible par rapport à celle de la tête des lithotriteurs commerciaux (se référer au tableau 2.1), ce qui pourrait se traduire en une pression inconfortable au niveau de la peau du patient alors que la zone d'entrée des ondes serait plus petite qu'à l'habitude. Cependant, sachant que cet appareil ne sera pas utilisé pour des tests *in-vivo*, une petite ouverture est même préférable à cette étape du projet, alors qu'elle permet de maximiser la portée de la coupole. La faible ouverture aura aussi comme effet de créer une zone focale allongée par rapport à sa largeur [117].

Le nombre de générateurs d'onde de choc a été fixé à dix-neuf (19) pour les raisons suivantes. D'abord, au moment des tests, le LOCUS ne disposait que de sept (7) amplificateurs de puissance (modèle GA-2500A-400W, *Ritec*, RI, États-Unis) pouvant chacun exciter un maximum de trois (3) transducteurs à la tension maximale désirée (    kV), pour une capacité maximale de vingt-et-un (21) transducteurs. Ensuite, ce nombre a été réduit à dix-neuf (19) afin de former une coupole compacte minimisant les zones mortes entre les générateurs. La couple est ainsi formée de trois (3) *étages* concentriques de générateurs : (i) le premier étage étant exclusivement constitué du générateur central (à la verticale à la figure 5.18), (ii) le deuxième étage étant formé des six (6) générateurs entourant le généra-



## Vue explosée du logement du transducteur

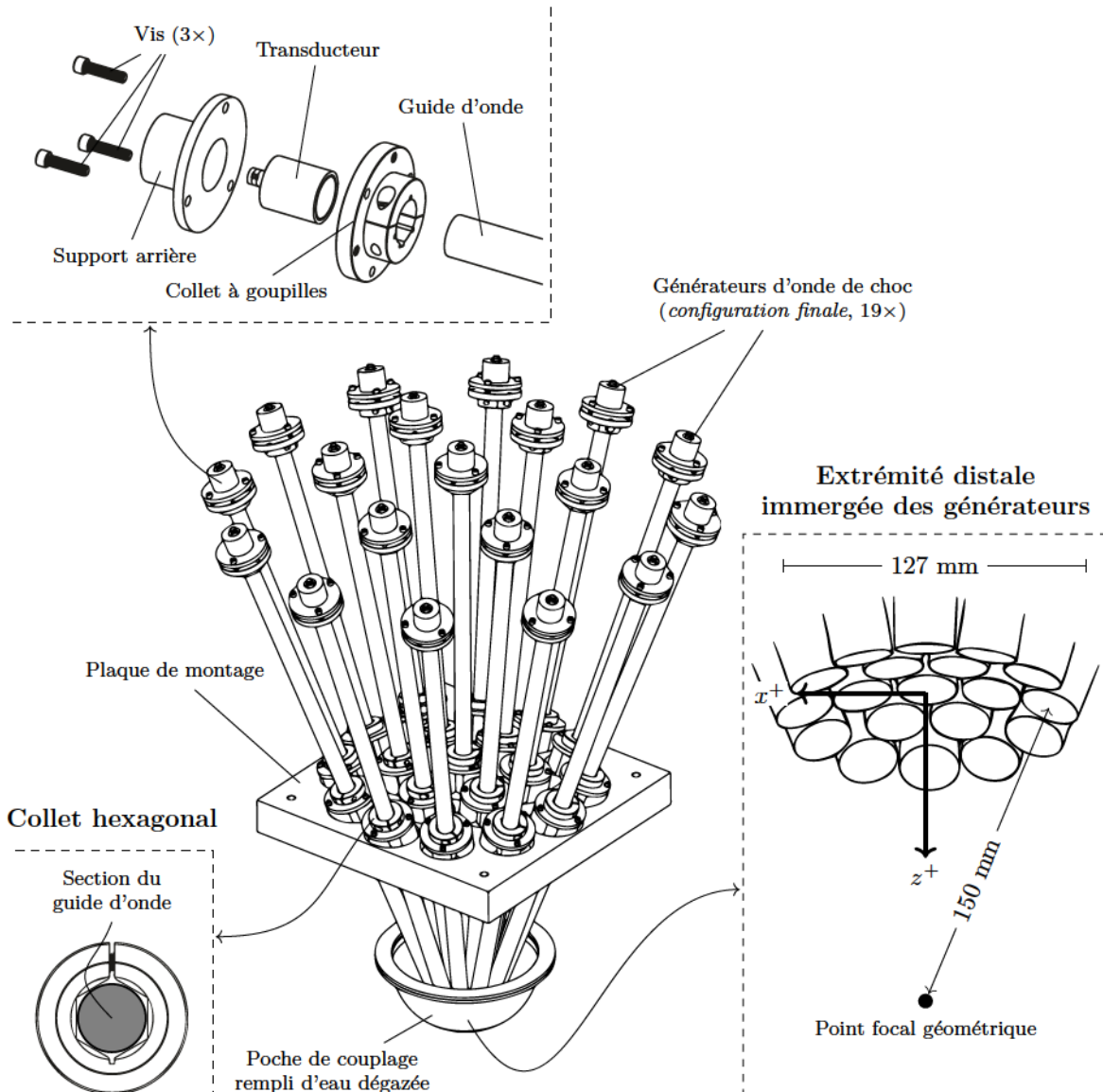


Figure 5.18 Tête du lithotriteur composé de dix-neuf (19) générateurs d'onde de choc orientés vers un point focal unique (ou foyer géométrique) à une profondeur de mm

teur central et (iii) le troisième étage étant formé des douze (12) générateurs restants. En multipliant le nombre de générateurs (19) par la pression positive maximale mesurée à une distance de 150 mm pour un générateur unique, soit entre 4.13 MPa et 7.17 MPa (se référer à la figure 5.15), on estime la pression au point focal du lithotriteur entre 80 MPa et 135 MPa.

Cette sommation introduit nécessairement une erreur dans l'estimation de la pression en raison des phénomènes non linéaires entrant en jeu lors de la propagation des ondes dans l'eau. Cependant, tel que montré par Thompson [250, p. 316] pour des fluides compressibles, une onde de choc pour laquelle  $\beta$  est une onde de choc faible et peut être considérée comme une *discontinuité acoustique*. Pour l'eau, ce critère est pondéré d'un coefficient de non-linéarité  $\beta$  et devient  $\beta p$ , avec  $\beta = 3.4$  [94]. Or, toujours selon Thompson [250, sec. 4.8], la pression résultante de l'interaction de deux *discontinuités acoustiques* est égale à la somme du saut de pression de chacune des *discontinuités acoustiques*. Pour un saut de pression 10 MPa dans l'eau, on trouve que  $\beta p = 34$ , soit une valeur inférieure à un (1). L'erreur introduite dans l'amplitude de la pression attendue en faisant la sommation des contributions individuelles des générateurs d'onde de choc est donc faible. Finalement, une pression de l'ordre de 80 MPa à 135 MPa se situe dans le haut de la plage des pressions maximales mesurées dans l'eau, tant pour les lithotriteurs cliniques que pour les appareils d'histotritie présentés au tableau 2.1 (dernière colonne), ce qui laisse présager que les dix-neuf (19) générateurs d'onde de choc seront suffisants pour atteindre le seuil de pression requis pour l'érosion de calculs urinaires.

Tel que montré à la figure 5.18, l'extrémité des générateurs d'onde de choc baigne dans de l'eau dégazée qui agit comme milieu de couplage mécanique pour la transmission des ondes vers le sujet. Une poche de couplage en silicone (membrane de 0.5 mm d'épaisseur) est utilisée pour contenir l'eau. Un gel échographique (LithoClear™, NEXT Medical Products, Bellingham, WA, États-Unis) est ajouté entre la poche de couplage et la peau du sujet afin de chasser l'air de cette interface et ainsi maximiser le transfert d'énergie vers le sujet. La poche de couplage ne gêne pas la transmission des ondes puisqu'elle est mince et que l'impédance acoustique du silicone (1.34 MRayl) est très similaire à celle de l'eau (1.48 MRayl) [5].

### 5.2.2 Étalonnage des générateurs d'onde de choc

Un total de sept (7) canaux indépendants étaient disponibles au LOCUS lors des essais, chaque canal étant constitué d'un générateur de fonction (modèle PXI-5412, National

*Instruments*) branché à un amplificateur de puissance (modèle GA-2500A-400W, *Ritec*, RI, États-Unis). Cette limitation ne pose pas de problème pour une focalisation au foyer géométrique de l'appareil alors que les générateurs d'ondes de choc peuvent être activés simultanément. Cependant, cette limitation nous empêche de contrôler les dix-neuf (19) générateurs de manière indépendante, ce niveau de contrôle étant nécessaire afin de déplacer *électroniquement* la position de la zone focale. À cet effet, les sections suivantes présentent les détails de l'étalonnage du système pour une focalisation au foyer géométrique ainsi qu'en périphérie.

Bien que l'étalonnage de l'appareil se fasse dans un bassin d'eau, on comprendra qu'en réalité la propagation des ondes sera affectée par la présence des tissus mous biologiques séparant la tête du lithotriteur de la pierre. Cependant, tel que rapporté par Cleveland *et coll.* [46], l'allure générale de l'onde *in vivo* est très similaire à celle obtenue *in vitro* mise à part l'amplitude. Aussi, la différence d'impédance acoustique entre l'eau et les tissus mous est faible (1.48 MRayls *vs* 1.63 MRayls, se référer à la figure 2.2) ce qui limite la réfraction des ondes et donc permet de préserver la taille de la zone focale au sein des tissus.

### Méthode d'étalonnage pour une focalisation au foyer géométrique

L'objectif de cet étalonnage est de maximiser la pression générée au foyer géométrique du lithotriteur. Pour ce faire, le lithotriteur est divisé en sept (7) sous-systèmes, chaque sous-système étant composé d'un amplificateur de puissance et des générateurs d'onde de choc associés. Ainsi, chacun des sous-systèmes est composé de deux (2) à trois (3) générateurs d'onde de choc branchés en parallèle pour un total de dix-neuf (19). Les générateurs sont jumelés en fonction de la similitude de la réponse impulsionnelle de leur transducteur (fréquence centrale, largeur de bande, etc.) et sont positionnés à proximité les uns des autres sur la plaque de support. La figure 5.19 présente la configuration finale retenue pour le positionnement des générateurs ainsi que leur jumelage aux sept (7) canaux d'amplification identifiés par les lettres A à G. Ce jumelage a été préféré au jumelage *symétrique*—générateur 1 seul sur le canal d'amplification A et les dix-huit (18) générateurs restants jumelés en groupes de trois de la manière suivante : B|2-3-4, C|5-6-7, D|8-9-10, E|11-12-13, F| 14-15-16, G|17-18-19—afin d'optimiser l'utilisation des amplificateurs de puissance. Avec le jumelage *symétrique*, le premier canal d'amplification aurait été sous utilisé alors qu'il aurait servi à alimenter un seul générateur et les deux derniers canaux (F et G) auraient eu de la difficulté à alimenter trois générateurs chacun alors qu'ils sont, pour une raison inconnue, moins puissants<sup>9</sup> que les amplificateurs des autres

---

9. Le manque de puissance est observé par la distorsion du signal d'excitation des générateurs.

canaux. La configuration montrée à la figure 5.19 est donc la configuration qui permettait de maximiser l'amplitude de l'onde de choc émise avec le matériel disponible.

Tout comme pour l'étalonnage d'un seul générateur d'onde de choc, on utilise un hydrophone à fibre optique (FOH System, *Precision Acoustics*, Dorchester, Angleterre) pour l'étalonnage des sept (7) sous-systèmes. L'hydrophone est positionné précisément au foyer géométrique du lithotriteur en se servant de la pointe de la *tige focale* comme repère. La *tige focale* est une barre d'aluminium qu'on insère à la place du générateur d'onde de choc central (identifié « 1 » à la figure 5.19) et dont la pointe (fine) est positionnée exactement au foyer géométrique de l'appareil. Avec la *tige focale* en place, l'hydrophone est déplacé, à l'aide d'un robot cartésien trois axes, jusqu'à ce que l'extrémité sensible de l'hydrophone se confonde avec la pointe de la *tige focale*. L'étalonnage est fait avec l'extrémité des générateurs en contact avec l'eau de la cuve, c'est-à-dire sans la poche de couplage.

Afin de synchroniser l'émission des générateurs d'un même sous-système, il est nécessaire d'ajuster finement la distance séparant l'extrémité émettrice des générateurs par rapport au foyer géométrique de l'appareil. En effet, puisque les générateurs d'un même canal ne sont pas indépendants—they sont branchés en parallèle et donc partagent le même signal d'excitation, il est primordial qu'ils soient à la même distance du foyer géométrique pour que les pulses émis y interfèrent de manière constructive. Par exemple, pour obtenir une précision temporelle de l'ordre de 1 % dans l'émission des ondes de choc, soit 10 ns sur un pulse d'une durée de 1 µs, l'erreur maximale tolérée de positionnement axial des générateurs d'un même groupe est d'environ 75 µm. Cet ajustement fin est réalisé en utilisant la technique du *collet d'ajustement*. Le montage du *collet d'ajustement* est présenté à la figure 5.20. Les étapes pour l'ajustement d'un guide d'onde sont les suivantes : (1) montage latéral du collet d'ajustement au-dessus du collet hexagonal et ajustement des vis de réglage pour qu'elles soient en contact avec la face supérieure du collet hexagonal, (2) desserrage du collet hexagonal, (3) ajustement des vis de réglage pour déplacer finement le générateur par rapport à sa position initiale, (4) serrage du collet hexagonal et (5) démontage du collet d'ajustement.

Les générateurs d'un même groupe sont d'abord excités individuellement avec l'onde carrée et les ondes de pression générées, soit les réponses impulsionnelles de chaque générateur, sont mesurées puis comparées entre elles afin de quantifier l'erreur de positionnement. L'éloignement du ou des générateurs décalés est ensuite réduit en utilisant le collet d'ajustement jusqu'à ce que leur réponse impulsionnelle se superposent temporellement au foyer géométrique. La figure 5.21 présente les réponses impulsionnelles synchronisées des générateurs #18 et #19 (canal G) après un tel ajustement.

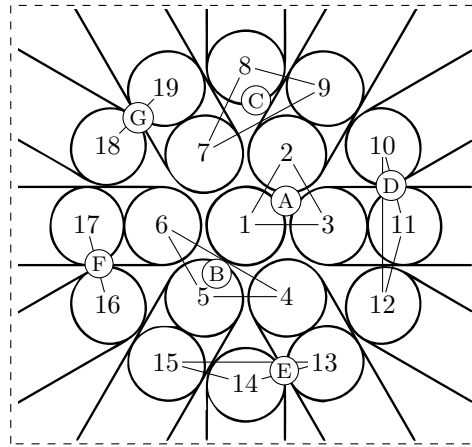


Figure 5.19 Numérotation des générateurs d'onde de choc et jumelage par canal d'amplification (A à G) pour une focalisation au foyer géométrique— Représentation telle que vue sous la plaque de support du lithotriteur.

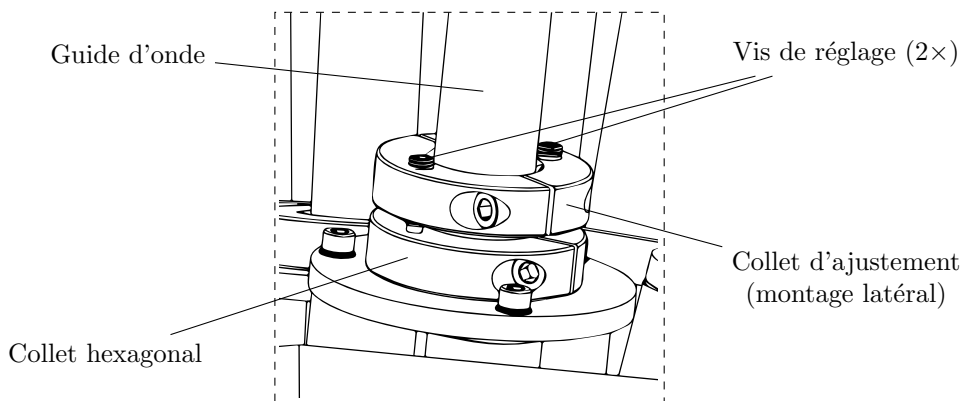


Figure 5.20 Ajustement précis de l'éloignement des générateurs d'onde par rapport au foyer géométrique à l'aide du collet d'ajustement

Comme le montre le graphique de gauche de la figure 5.21, les réponses impulsionnelles des générateurs #18 et #19 sont très similaires tant sur la forme que sur l'amplitude. Le graphique de droite superpose les deux réponses impulsionnelles sur une plage temporelle restreinte et montre que les générateurs opèrent maintenant en phase après l'ajustement de leur position. L'amplitude du signal pour le générateur #19 a été réduite sur ce graphique afin de pouvoir distinguer les deux signaux. De la même manière, la position des dix-neuf (19) générateurs est ajustée jusqu'à ce que les réponses impulsionnelles des générateurs d'un même groupe soient en phase.

Une fois les générateurs synchronisés, l'étalonnage est répété sur les canaux A à G plutôt que sur les générateurs individuels. Ainsi, les générateurs d'un même canal sont excités



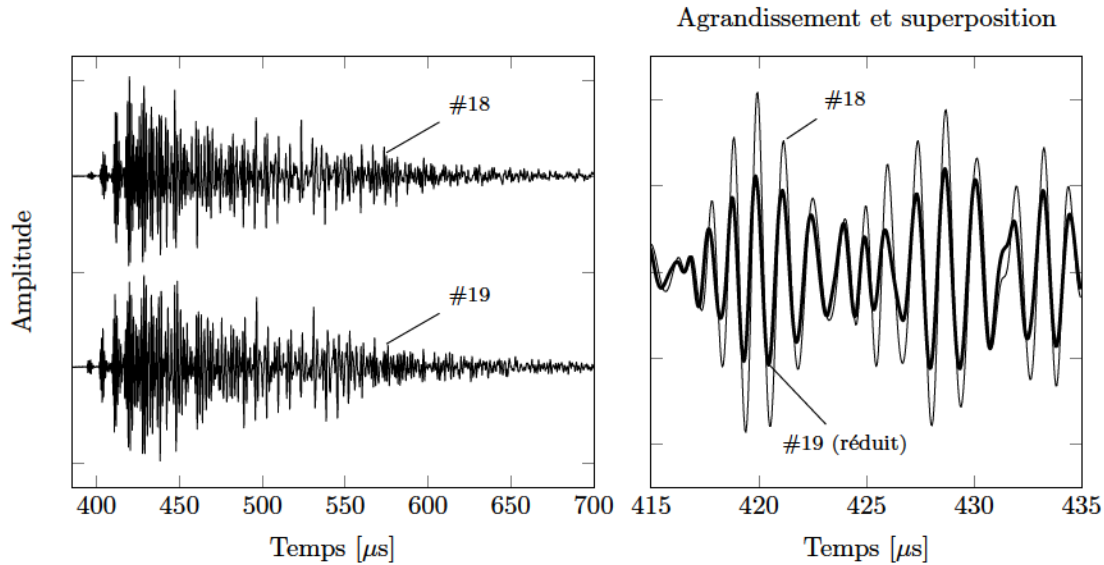


Figure 5.21 Comparaison des réponses impulsionnelles synchronisées du canal G (émetteurs #18 et #19) telles que mesurées par l'hydrophone au foyer géométrique du lithotriteur—L'amplitude de la réponse impulsionnelle du générateur #19 (trait large) a été réduite sur le graphique de droite afin de pouvoir apprécier la synchronisation obtenue entre les deux signaux. Les signaux ont été moyennés sur 100 acquisitions.

simultanément avec l'onde carrée et la réponse impulsionnelle du canal est mesurée au foyer géométrique du lithotriteur à l'aide de l'hydrophone à fibre optique. La figure 5.22 présente la réponse impulsionnelle ainsi obtenue pour le canal G. Tel qu'attendu, la réponse impulsionnelle du canal G est très similaire aux réponses impulsionnelles individuelles des générateurs #18 et #19 ce qui confirme la qualité de leur synchronisation.

Afin de confirmer la supériorité d'un étalonnage par canal au lieu d'un étalonnage individuel, il est intéressant de comparer les performances obtenues en utilisant la réponse impulsionnelle individuelle des générateurs pour construire le signal d'excitation de l'ensemble des générateurs d'un même canal. À cet effet, la figure 5.23 présente le pulse acoustique généré au foyer géométrique du lithotriteur lorsque le signal d'excitation du canal G (sortie combinée des générateurs #18 et #19) est construit à partir des réponses impulsionnelles suivantes : (i) celle du canal G (figure 5.22), (ii) celle du générateur #18 (figure 5.21, graphique de gauche—haut) et (iii) celle du générateur #19 (figure 5.21, graphique de gauche—bas). Les signaux d'excitation créés à partir de ces réponses impulsionnelles ont tous été ajustés à une tension d'excitation de V et à un seuil de saturation %.

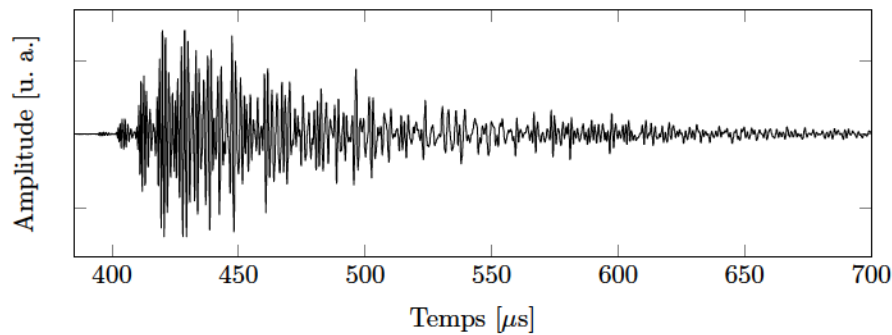


Figure 5.22 Réponse impulsionnelle du canal G, soit pour les générateurs #18 et #19 combinés après leur synchronisation—Signal moyenné sur 100 acquisitions.

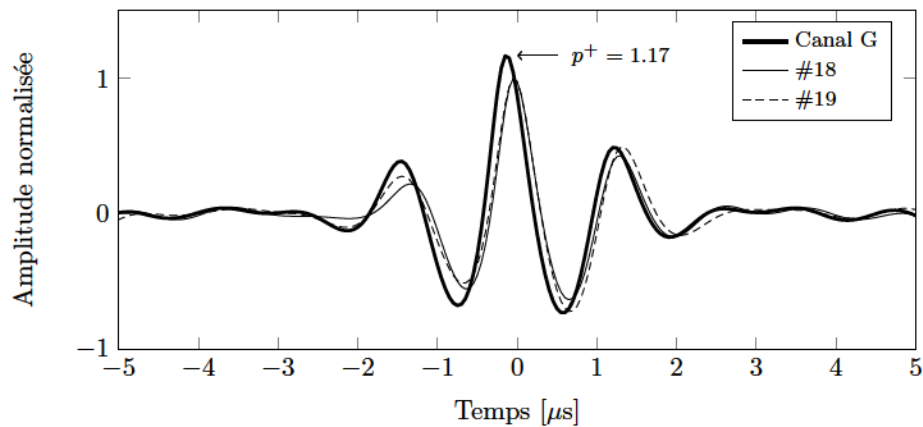


Figure 5.23 Pulses acoustiques générés par l'excitation du canal G (générateurs #18 et #19) pour différents signaux d'excitation basés respectivement sur les réponses impulsionnelles individuelles des générateurs et sur la réponse impulsionnelle du canal G—Signaux moyennés sur 100 acquisitions. Amplitude normalisée par rapport la pression du pulse obtenu en utilisant l'étalonnage faite avec le générateur #18 seulement. Mesure effectuée au foyer géométrique du lithotriteur mm. Tension d'excitation de V et seuil de saturation %.

Tel que montré à la figure 5.23, les trois (3) pulses sont très similaires, mais on observe que le pulse obtenu à partir de l'étalonnage combiné a une amplitude supérieure de 17 % par rapport aux pulses obtenus avec les réponses impulsionnelles individuelles, ces dernières donnant pratiquement le même résultat. Ainsi, la *recette* pour l'étalonnage par canal pour l'émission au foyer géométrique du lithotriteur consiste à : (i) s'assurer que les générateurs d'un même canal sont à la même distance du foyer géométrique en superposant et comparant leurs réponses impulsionnelles individuelles, (ii) réaliser des étalonnages combinés en excitant simultanément les émetteurs branchés sur un même canal et (iii) utiliser ces réponses impulsionnelles combinées pour la construction des signaux d'excitation pour la génération d'ondes de choc par chacun des émetteurs qui se combineront de manière constructive au foyer géométrique du lithotriteur. Cette *recette* a été appliquée pour l'étalonnage des canaux A à G et la figure 5.24 présente les signaux d'excitation construits à partir des réponses impulsionnelles de ces canaux. Dans un premier temps, on remarque que les signaux ont généralement la même forme, ce qui confirme la similarité des émetteurs tant au niveau des transducteurs que des guides d'onde. Dans un deuxième temps, on remarque que les sept (7) signaux sont synchronisés, ce qui confirme que l'éloignement des générateurs du foyer géométrique est similaire d'un canal à l'autre.

### Méthode d'étalonnage pour une focalisation en périphérie du foyer géométrique

Lorsque les générateurs sont excités (quasi-)simultanément, les ondes de choc convergent au foyer géométrique du lithotriteur pour y créer une onde de choc unique de plus forte amplitude. La méthode d'étalonnage pour produire ce résultat a été présentée à la section précédente. À l'opposé, lorsque les générateurs d'onde de choc sont excités séquentiellement, et potentiellement avec des signaux différents, l'interférence constructive maximale des ondes de choc se produit ailleurs qu'au foyer géométrique du lithotriteur et permet ainsi de déplacer électroniquement le point focal de l'appareil à une position arbitraire.

Ayant démontré à la section 5.1.8 que les ondes de choc produites au foyer du lithotriteur sont faibles—et peuvent donc être considérées comme des *discontinuités acoustiques*, l'erreur de positionnement du point focal introduite en utilisant une méthode de focalisation linéaire sera aussi faible. La méthode usuelle, dite du réseau phasé, consiste à exciter les générateurs à différents instants dépendamment de la distance qui les sépare du point focal désiré [171]. Ainsi, les ondes atteignant le point focal en phase se renforcent (interférences constructives), alors que les ondes déphasées ne s'additionnent pas et peuvent même s'annuler entre elles. La taille et la position de la zone focale peuvent ainsi être ajustées de manière électronique en variant simplement le délai d'émission des différents éléments du réseau. On calcule les délais d'émission requis à partir de la vitesse du son dans le milieu

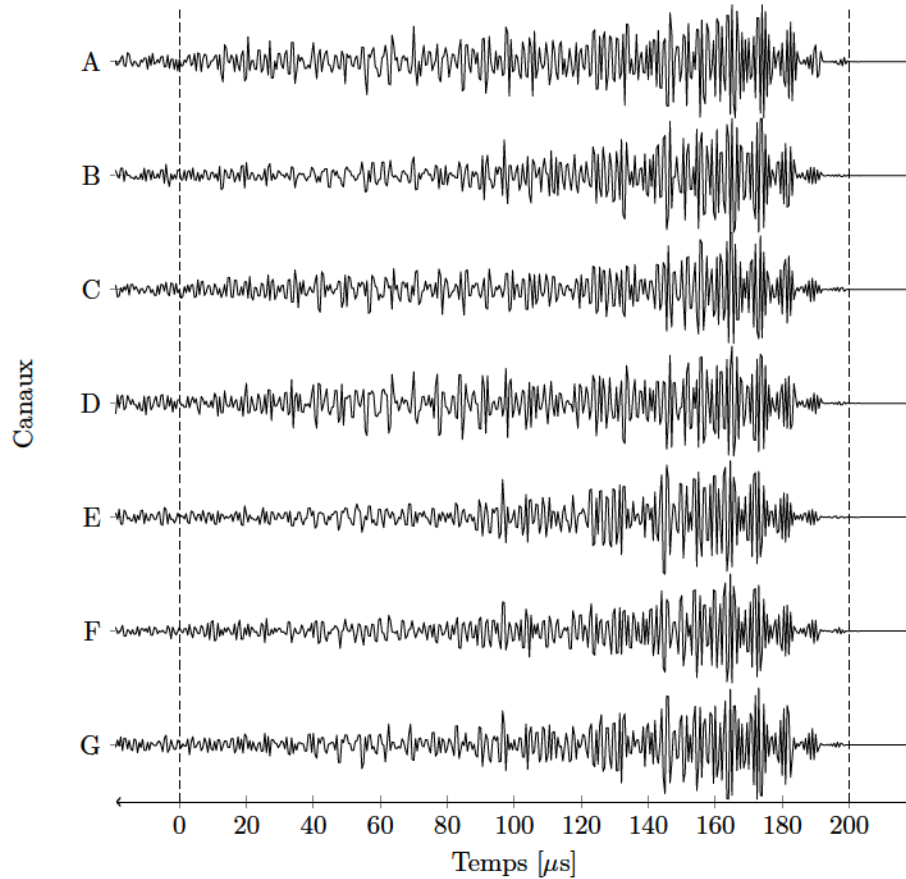


Figure 5.24 Signaux d'excitation des générateurs d'onde de choc pour les sept (7) canaux (A à G)—Version non saturée présentée afin d'apprécier la similitude inter-canal. La section jouée ( ) est celle incluse entre les lignes pointillées.

ainsi que la distance séparant chaque générateur du point focal désiré. Puisque les délais sont obtenus par calcul, la précision de la focalisation dépendra de la justesse avec laquelle on connaît la vitesse du son dans l'eau ainsi que l'éloignement de chaque générateur par rapport au point focal désiré.

Une manière simple d'obtenir un résultat comparable, sans devoir faire de calcul, est d'utiliser la méthode développée pour l'étalonnage d'un seul générateur d'onde de choc et de l'appliquer à l'ensemble. Il a été établi à la section 3.2 que la méthode d'étalonnage d'un générateur d'onde de choc dans l'eau permet de maximiser la pression à l'endroit précis où l'hydrophone est positionné lors de l'étape d'étalonnage. Ainsi, il suffit d'abord d'étalonner les générateurs individuellement en positionnant l'hydrophone à chacun des points focaux désirés. L'équation (3.5) devient ainsi :

$$\text{pour :} \quad \text{et} \quad (5.9)$$

où  $p_{\text{vraie}}$  et  $p_{\text{estimée}}$  représentent respectivement la réponse impulsionnelle vraie et estimée du générateur d'onde de choc pour le point focal  $(x_f, y_f)$ . Les réponses impulsionnelles incluent ainsi indirectement la distance séparant chaque générateur d'onde de choc du point focal désiré. Une fois l'étape d'étalonnage terminée, la pression  $p_{\text{estimée}}$  est maximisée au point focal  $(x_f, y_f)$  et au temps  $t_f$  selon l'équation (5.10).

$$(5.10)$$

Le signe «  $\pm$  » à été remplacé par le signe «  $+$  » par rapport à équation (3.7) puisque la sommation des ondes de choc, même si elles sont considérées faibles, n'est pas linéaire.

En pratique, la focalisation de l'énergie à un point arbitraire se déroule de la manière suivante : (i) l'hydrophone à fibre optique (FOH System, *Precision Acoustics*, Dorchester, Angleterre) est positionné, à l'aide du robot cartésien, au point  $(x_f, y_f)$  où l'on désire maximiser la pression ; (ii) les dix-neuf (19) générateurs d'onde de choc sont excités avec l'impulsion  $p_{\text{estimée}}$  à tour de rôle et les réponses impulsionnelles approximatives  $p_{\text{estimée}}$  sont mesurées par l'hydrophone puis mémorisées—ainsi, les signaux  $p_{\text{estimée}}$  contiennent à la fois la réponse impulsionnelle des générateurs d'onde de choc ainsi que le temps de propagation des ondes dans l'eau pour atteindre le point focal ; (iii) les réponses impulsionnelles approximatives sont ensuite retournées temporellement et utilisées pour l'excitation des dix-neuf (19) générateurs d'onde de choc—le générateur  $i$  étant excité avec le signal  $p_{\text{estimée}}$ , avec ou sans saturation. En suivant cette procédure, on s'assure de maximiser la pression au point focal désiré  $(x_f, y_f)$ , c'est-à-dire à la position de l'hydrophone lors de l'étape d'étalonnage. Ainsi, un nombre  $N$  d'ensembles de dix-neuf (19) signaux doivent être gardés en mémoire et être rapidement disponible pour permettre un déplacement en temps réel de la zone focale, chaque ensemble de signaux correspondant à un point focal différent.

Le système disponible au LOCUS étant limité à sept (7) canaux indépendants, il n'a pas été possible d'opérer simultanément les dix-neuf (19) générateurs—avec leur signal s'excitation propre—pour la focalisation en un point arbitraire autre que le foyer géométrique. Cependant, tel que symbolisé à l'équation (5.10), la pression  $p_{\text{estimée}}$  au point  $(x_f, y_f)$  peut être estimée par la somme des pressions produites par les dix-neuf (19) générateurs d'onde de



choc. Ainsi, pour une opération en régime linéaire, il est possible de mesurer les contributions individuelles (ou en sous-groupe) des générateurs d'onde de choc pour ensuite en faire la somme algébrique et ainsi obtenir la pression qu'on aurait mesurée si les générateurs avaient été déclenchés simultanément. C'est en utilisant cette stratégie qu'il a été possible de caractériser la taille de la zone focale pour un point focal arbitraire avec un nombre réduit de canaux indépendants (voir section 5.2.3).

### 5.2.3 Champ de pression au foyer du lithotriteur

Il est admis que le champ de pression mesuré dans un bassin d'eau dégazé est représentatif des conditions générées *in-vivo*, alors que seulement l'amplitude du pulse est affectée à raison d'environ 6 % par centimètre de tissus biologiques [93]. Ainsi, le champ de pression généré par le lithotriteur a d'abord été cartographié pour une focalisation au foyer géométrique avec les générateurs excités simultanément. Ensuite, le champ de pression a été cartographié pour une focalisation à des points arbitraires autour du foyer géométrique. La sensibilité de l'hydrophone utilisé était de 0.168 V/MPa sur la bande fréquentielle d'intérêt ( MHz) pour la conversion des volt en Pascal. Ainsi, il est possible que la pression des ondes présentant un temps de montée très court (onde de choc) ait été légèrement surestimée (se référer à la figure 5.15 pour plus de détails).

#### Focalisation au foyer géométrique

L'hydrophone à fibre optique utilisé pour faire la cartographie étant limité à une pression maximale de MPa, la cartographie du champ de pression a été faite à *basse puissance* définie par une tension d'excitation de V et une saturation nulle (%). Pour estimer la pression générée à *haute puissance*, soit pour une tension d'excitation de kV et un seuil de saturation de %, l'hydrophone a été déplacé loin de la zone focale de sorte que l'amplitude de la pression ne dépasse pas les limites de l'hydrophone. Ensuite, il est possible d'estimer la pression générée au foyer géométrique lorsque le lithotriteur est opéré à *haute puissance* en calculant le rapport des pressions mesurées à *basse puissance* et à *haute puissance* à cet endroit éloigné du foyer géométrique.

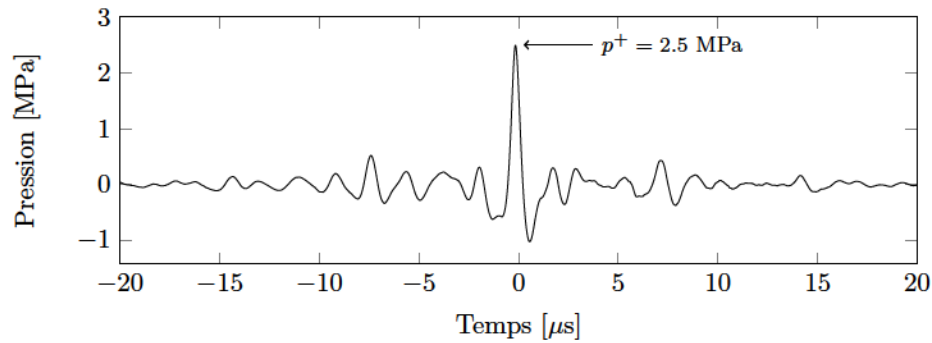
La figure 5.25a présente la trace temporelle de la pression mesurée dans l'eau dégazée au foyer géométrique du lithotriteur, soit à la position mm, pour les paramètres d'excitation *basse puissance*. Dans ces conditions, la pression positive atteint 2.5 MPa. À titre comparatif, la pression obtenue à la même position avec un seul générateur était de 0.71 MPa pour une excitation cinq (5) fois supérieure ( V, se référer à la figure 5.15a). Ainsi, pour la même tension d'excitation ( V), un seul générateur serait en mesure de produire une pression d'environ MPa MPa

au foyer géométrique. En multipliant cette valeur par le nombre de générateurs d'onde de choc (19), on obtient une pression de 2.7 MPa. Ainsi, la pression mesurée au foyer géométrique du lithotriteur est environ 8 % plus faible que la pression estimée par la sommation de la contribution individuelle des générateurs d'onde de choc (2.5 MPa *vs* 2.7 MPa). La majeure partie de cette différence est attribuée au fait que les générateurs sont branchés en parallèle à la sortie des différents canaux d'amplification et se partagent ainsi le même signal d'excitation. Finalement, on confirme que l'étalonnage du lithotriteur a été bien réalisé puisque la durée du pulse est d'environ 1  $\mu$ s et qu'il est symétrique par rapport au temps. Ces observations sont cohérentes avec l'allure (durée et symétrie) du pulse généré par un seul générateur d'onde de choc tel que montré à la figure 5.15a.

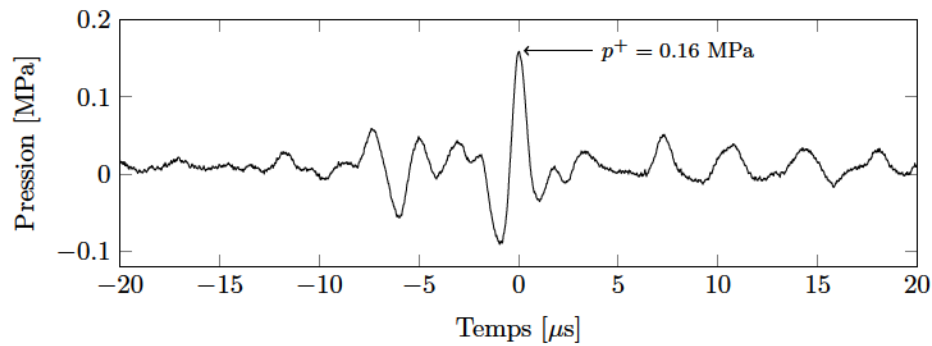
De la même manière, la trace temporelle de la pression a été mesurée à *basse puissance* à une distance de 25 mm sur l'axe du générateur central (#1), soit à la position

mm. Le résultat est montré à la figure 5.25b. Cette trace de pression inclut exclusivement la contribution du générateur #1 en raison de la proximité de l'hydrophone avec ce générateur lors de la mesure. Tel qu'attendu, on retrouve la même pression que celle mesurée à cette distance pour un seul générateur ( MPa à mm pour une tension d'excitation de V, figure 5.14) lorsque la tension d'excitation est ramenée à la même valeur ( V), soit MPa MPa. En laissant l'hydrophone au même endroit, la puissance du lithotriteur est alors augmentée aux paramètres *haute puissance* et la pression est re-mesurée. Tel que montré à la figure 5.25c, la pression augmente à MPa lorsque le lithotriteur est opéré à *haute puissance*. Ainsi, on observe un rapport de trente-sept (37) sur la pression ( MPa MPa ) lorsque le lithotriteur est opéré à *haute puissance* comparativement à une opération à *basse puissance*.

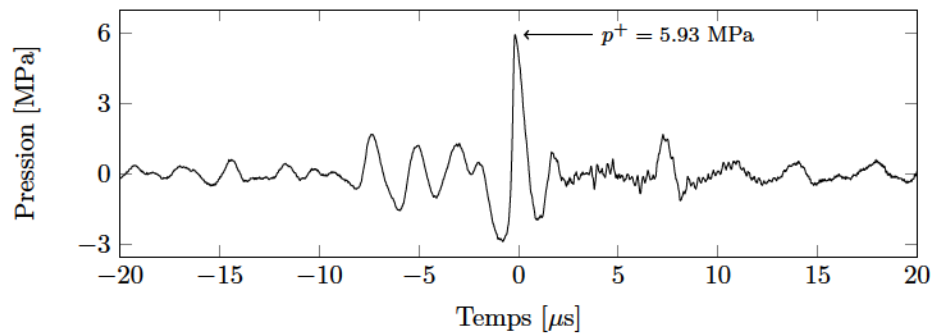
Un facteur multiplicatif de trente-sept (37) entre les paramètres d'opération *haute puissance* et *basse puissance* apparaît cependant faible par rapport au facteur attendu. En effet, le voltage d'excitation est augmenté de ( V V ) et le seuil de saturation passe d'une valeur nulle à une valeur de 90 % pour un gain supplémentaire anticipé de (se référer à la figure 4.6a). Ainsi, on s'attendrait à un facteur de soixante ( ) au lieu de trente-sept (37). En analysant les signaux d'excitation, on s'aperçoit que le voltage d'excitation (enveloppe moyenne) se situe davantage autour de V plutôt que 1 kV. En effet, il n'y a que quelques pointes qui s'approchent de 1 kV. À titre d'exemple, la figure 5.26 montre le signal d'excitation du canal A où les lignes pointillées confirment une excitation moyenne de V et où le signal s'approche de 1 kV une seule fois pour s. Il semble donc que le signal d'excitation soit à court du 1 kV attendu lorsque



(a) *Basse puissance* à la position mm—Au point focal du lithotripter.



(b) *Basse puissance* à la position mm—Devant le générateur central (#1) à une distance de 25 mm.



(c) *Haute puissance* à la position mm—Devant le générateur central (#1) à une distance de 25 mm.

Figure 5.25 Pulse de pression mesuré devant le lithotripter pour différents paramètres d'excitation et différentes positions—Signaux moyennés sur 100 acquisitions.

trois générateurs d'onde de choc sont branchés en parallèle à la sortie du même amplificateur de puissance. Dans ces circonstances, le facteur d'amplification attendu pour le passage de la *basse puissance* à la *haute puissance* se situe plutôt autour de quarante-cinq ( $\frac{1000}{22} \approx 45$ ) que de soixante (60), ce qui est beaucoup plus près du facteur trente-sept (37) obtenu. La différence restante étant probablement due à la distorsion du signal à *haute puissance* alors que l'amplificateur peine à exciter trois transducteurs simultanément. Ainsi, on estime que l'amplitude du champ de pression généré à *haute puissance* est trente-sept (37) fois supérieur à celui généré à *basse puissance*. En référence à la figure 5.25a, La pression au foyer géométrique du lithotriteur opéré à *haute puissance* est ainsi estimé à 132 MPa. Cette valeur est similaire à la pression maximale générée *in-vitro* au foyer des lithotriteurs cliniques (36 MPa—132 MPa) et certains appareils expérimentaux d'histotritie (79 MPa—162 MPa, se référer à Rassweiler *et coll.* [207] et au tableau 2.1).

Avec le lithotriteur réglé en mode *basse puissance*, des pulses similaires à celui mesuré au foyer géométrique (voir figure 5.25a) ont été cartographiés selon deux plans orthogonaux passant par le foyer géométrique, soit le plan  $xz$  et le plan  $yz$  mm. Tel que montré à figure 5.27, la distribution de pression autour du foyer géométrique est en accord avec la forme ellipsoïdale typique d'une source focalisante sphérique d'ouverture finie [117]. De plus, on retrouve bien une pression de 2.5 MPa (se référer à la figure 5.25a) au foyer géométrique, soit aux coordonnées (0, 0, 0) mm. Les dimensions de la zone focale 10 dB sont aussi données sur cette figure. La zone focale 10 dB a une largeur de 4 mm (selon les axes  $x$  et  $y$ ), une longueur de 30 mm (selon l'axe  $z$ ) et débute approximativement à une profondeur de 10 mm. Ainsi, pour une focalisation au foyer géométrique de l'appareil, la zone focale 10 dB est une ellipsoïde de 4 mm par 30 mm

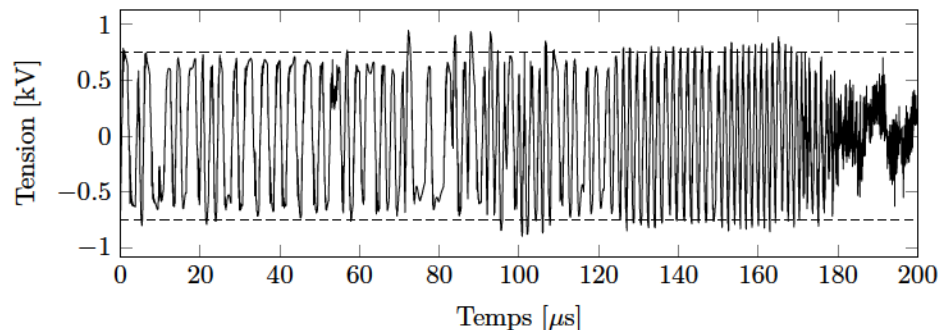


Figure 5.26 Signal d'excitation du canal A (générateurs #1 à #3) à *haute puissance* pour un seuil de saturation 100 %—L'amplificateur ne parvient pas à générer le 1 kV désiré; l'excitation moyenne se situe plutôt autour de 0.5 V tel qu'indiqué par les lignes pointillées.



et elle est de largeur comparable aux zones focales générées par les lithotriteurs cliniques considérés comme ayant une zone focale de petite taille (se référer aux lithotriteurs suivants dans le tableau 2.1 : Lithostar Multiline | 5 mm), Modulith SLX-T | 2.8 mm, Compact Delta | 4.7 mm, DoLi S 220 | 2.5 mm, P3000 | 3 mm) et est environ deux fois plus large que la zone focale générée par les prototypes d’histotritie développés par l’Université du Michigan ( mm, dans le même tableau).

### Focalisation à un point arbitraire dans le plan mm

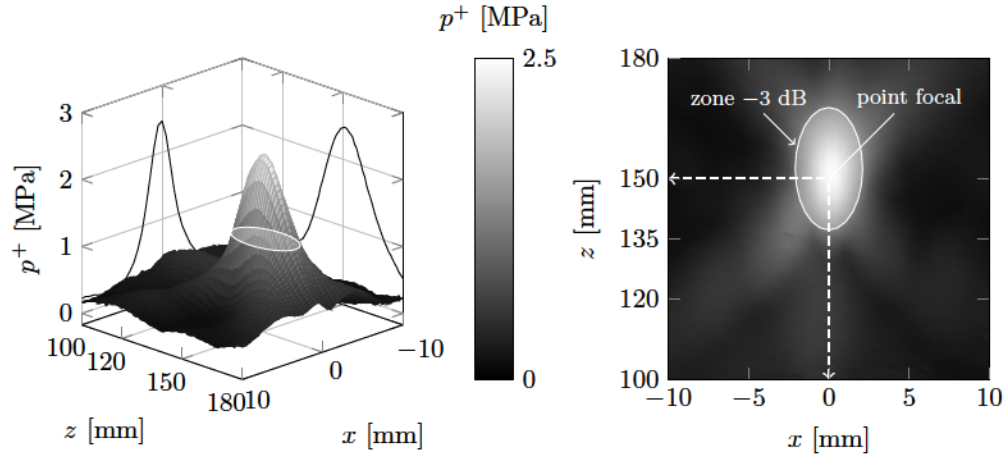
L’avantage du concept de lithotriteur proposé réside principalement dans sa capacité à pouvoir déplacer sa zone focale électroniquement afin de diriger l’énergie en tout temps sur une pierre en mouvement. À cet effet, cette section présente la forme et la taille de la zone focale générée pour différents points focaux arbitraires dans le plan mm. Tel que montré à la figure 5.19, l’arrangement des générateurs d’onde de choc crée un motif qui se répète douze (12) fois sur la circonférence de la tête du lithotriteur, soit tout les 30 degrés dans un système de coordonnées polaires. Ainsi, les signaux d’excitations ont été obtenus pour une focalisation aux angles °, 15° et 30° et pour les positions radiales et 16 mm par rapport à l’axe central du générateur d’onde de choc #1, soit l’axe . Ces positions d’étalonnage ont été converties en coordonnées cartésiennes au tableau 5.1.

Seulement quatre (4) transducteurs étaient fonctionnels au moment d’effectuer ces mesures, les autres transducteurs ayant malheureusement été endommagés lors de l’essai animal. Ainsi, cinq (5) groupes de transducteurs ont été créés, chacun comprenant quatre (4) générateurs d’onde de choc—mis à part le dernier qui n’en comptait que trois (3)—pour un total de dix-neuf (19) générateurs. À cet effet, le tableau 5.2 présente la répartition des générateurs d’onde de choc dans les différents groupes. Contrairement à la configuration utilisée précédemment—pour la focalisation au foyer géométrique, un seul générateur était

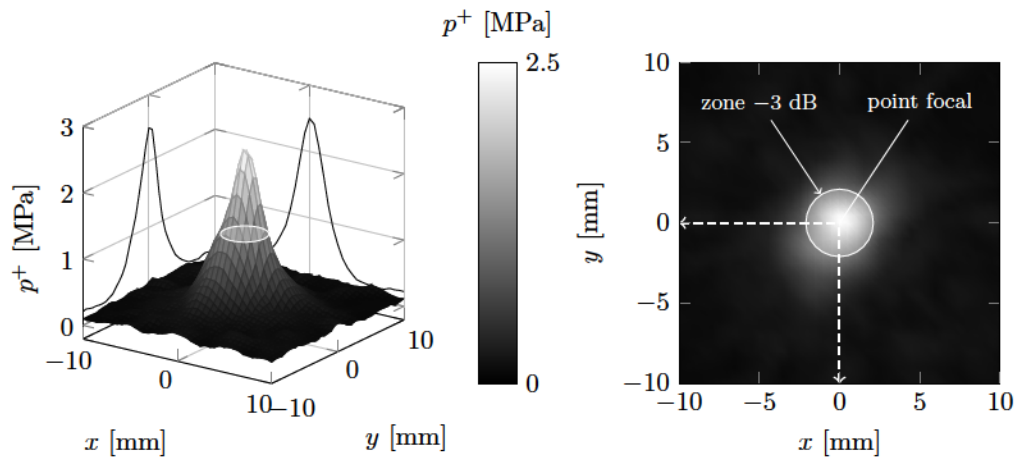
Tableau 5.1 Point focaux arbitraires testés dans le plan mm

Coordonnées polaires	Coordonnées cartésiennes	correspondantes [mm]
----------------------	--------------------------	----------------------





(a) Cartographie 2D dans le plan  $x$ - $z$  (résolution : 1 mm)—Les projections sur le graphique de gauche montrent la distribution de la pression pour  $x$  et  $z$ . La taille de la zone -3 dB est de  $\approx 10$  mm.



(b) Cartographie 2D dans le plan  $x$ - $y$  (résolution : 0.5 mm)—Les projections sur le graphique de gauche montrent la distribution de la pression pour  $x$  et  $y$ . Le diamètre de la zone -3 dB est d'environ 4 mm.

Figure 5.27 Cartographies 2D du champ de pression positive selon deux plans passant par le foyer géométrique du lithotriteur, soit  $x$ - $z$  et  $x$ - $y$  mm—Les paramètres d'excitation étaient réglés sur la *basse puissance*. Chaque point des champs de pression représente une valeur moyenne sur 20 acquisitions.

connecté par canal d'amplification afin de s'approcher au mieux du comportement d'un lithotriteur disposant de dix-neuf (19) générateurs d'onde de choc indépendants. Pour ce faire, et tel qu'illustré à l'équation (5.10), la pression au point est obtenue par la sommation algébrique des pressions mesurées à ce même point pour chacun des groupes de générateurs d'onde de choc.

Les champs de pression ont été obtenus de la manière suivante. D'abord, les transducteurs étaient montés sur les générateurs d'onde de choc du premier groupe. Ensuite, l'hydrophone à fibre optique était positionné successivement aux endroits désirés pour la focalisation des ondes (points ) et les réponses impulsionnelles étaient mesurées pour chacun des points . Une fois les signaux d'excitation créés à partir des réponses impulsionnelles, le champ de pression généré par ce groupe de générateurs était cartographié pour chacune des positions d'étalonnage. Les transducteurs étaient ensuite montés sur les générateurs du groupe suivant et la même série d'opérations était répétée jusqu'au dernier groupe de générateurs. Puisqu'un maximum de quatre (4) générateurs étaient opérés simultanément, la tension d'excitation a été augmentée à V (toujours pour un seuil de saturation nul) sans risquer de saturer la lecture de l'hydrophone (limitée à MPa).

Afin de quantifier l'erreur de mesure associée à cette méthode, le système a été étalonné en suivant la procédure susmentionnée pour une focalisation au foyer géométrique et les résultats ont été comparés à la configuration complète, soit lorsque les dix-neuf (19) générateurs sont opérés simultanément. La figure 5.28 présente le pulse généré au foyer géométrique pour chacun des cinq (5) groupes—aux graphiques (a) à (e)—ainsi que la trace de pression résultante—au graphique (f)—obtenue par la sommation des cinq (5) pulses. On remarque que les groupes 1 à 4 contribuent de manière similaire au pulse final, mais que le groupe 5 contribue moins, ce qui est normal puisque ce dernier ne comprend que trois (3) générateurs au lieu de quatre (4). La différence d'amplitude observée entre les groupes 1 à 4 s'explique vraisemblablement par la variabilité dans la qualité de l'installation du coupleur acoustique au bout des guides d'onde. Ainsi, la sommation des cinq (5)

Tableau 5.2 Groupes de générateurs d'onde de choc utilisés pour l'étude de la focalisation à un point arbitraire autour du foyer géométrique

Groupe	Générateurs d'onde de choc
1	#1, #2, #3, #4
2	#5, #6, #7, #8
3	#9, #10, #11, #12
4	#13, #14, #15, #16
5	#17, #18, #19

pulses résulte en une pression positive de 20.2 MPa. En se référant à la figure 5.25, une pression MPa a été obtenue au foyer géométrique pour une excitation plus faible, soit pour V, ce qui se traduit en une pression de MPa MPa à V pour une extrapolation linéaire. La technique est validée puisque la pression obtenue au foyer géométrique, par la sommation de la contribution des cinq (5) groupes de transducteurs ( MPa), est très similaire à celle obtenue pour une excitation équivalente et simultanée de l'ensemble des générateurs ( MPa). De plus, la pression plus élevée obtenue pour la méthode par sommation s'explique principalement par le fait que les générateurs y sont étalonnés et opérés de manière individuelle contrairement au cas de référence où les générateurs ont dû être combinés sur les canaux d'amplification.

En conservant les mêmes paramètres d'excitation, soit V et %, mais en utilisant les réponses impulsionnelles mesurées pour le point mm comme signaux d'excitation, on parvient à déplacer le point focal à cette position. La figure 5.29 montre les pulses générés par les cinq (5) groupes de générateurs d'onde de choc—aux graphiques (a) à (e)—ainsi que le pulse final résultant de la sommation de la contribution de ces cinq (5) groupes au graphique (f). Tout comme pour une focalisation au foyer géométrique, le pulse de pression généré à cette position *désaxée* est bien défini et a une durée d'environ 1 s. Ce résultat confirme que les pulses émis par les générateurs atteignent ce point au même instant et donc que l'étape d'étalonnage a été complétée avec succès. Tel qu'attendu pour tout type de réseau phasé, la pression est plus faible à une position désaxée qu'elle ne l'est au foyer géométrique. En effet, la pression atteinte à mm est un peu moins de 30 % de la pression obtenue à mm (5.71 MPa vs 20.2 MPa). On s'attend à ce que cette différence augmente pour des positions encore plus éloignées du foyer géométrique, mais qu'elle diminue dans le cas contraire. Dans ces conditions d'excitation réduites ( V et %), on remarque aussi que la pression générée par chacun des groupes est insuffisante pour la formation d'une onde de choc—les traces de pression sont plus rondes—contrairement à une focalisation au foyer géométrique où le front montant est plus vertical (se référer à la figure 5.28).

Le même exercice a été répété pour tous les points focaux énumérés au tableau 5.1. Le résultat est présenté à la figure 5.30. Des mesures expérimentales ont été réalisées pour les positions identifiées d'un point blanc, les autres positions ont été obtenues par symétrie et par interpolation. Tel qu'illustré sur le graphique de gauche de la figure 5.30, la pression générée est maximale pour un étalonnage au foyer géométrique et diminue à mesure que le point focal désiré s'éloigne de cette position. Cette observation est cohérente avec les

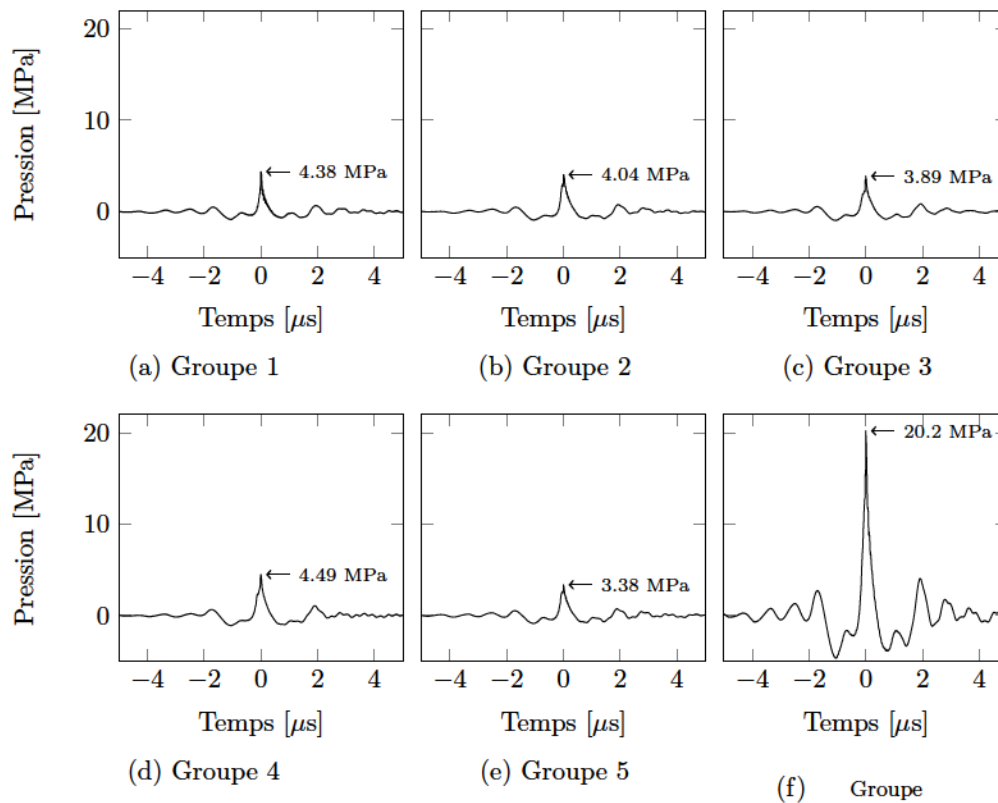


Figure 5.28 Contribution des cinq (5) groupes de générateurs—graphiques (a) à (e)—au pulse de pression produit au foyer géométrique mm pour un étalonnage au foyer géométrique; le graphique (f) est la sommation algébrique des traces de pression (a) à (e)—Chaque trace temporelle représente le signal moyen de 100 acquisitions. Les paramètres d’excitation des générateurs étaient : V et %.

résultats présentés au paragraphe précédent. Les régions délimitées par des lignes blanches sur le graphique de droite montrent le rayon sur lequel la pression atteint au moins une certaine valeur de la pression au foyer géométrique. Par exemple, le point focal peut être déplacé sur un rayon de 3.5 mm tout en conservant au minimum 90 % de la pression atteinte au foyer géométrique. Une manière alternative de lire ce graphique est d’identifier l’augmentation requise du voltage d’excitation des générateurs d’onde de choc afin de maintenir la pression à la même amplitude qu’au foyer géométrique. Par exemple, le signal d’excitation des générateurs devrait être doublé afin de focaliser un pulse à la position mm qui aurait la même amplitude que le pulse produit au foyer géométrique. Ainsi, les zones dB ( %), dB ( %), dB ( %) et dB ( %) sont respectivement incluses dans un rayon de 3.5 mm, 7.2 mm, 11.2 mm et 15.3 mm. La pression au foyer géométrique a été estimée précédemment à MPa pour une



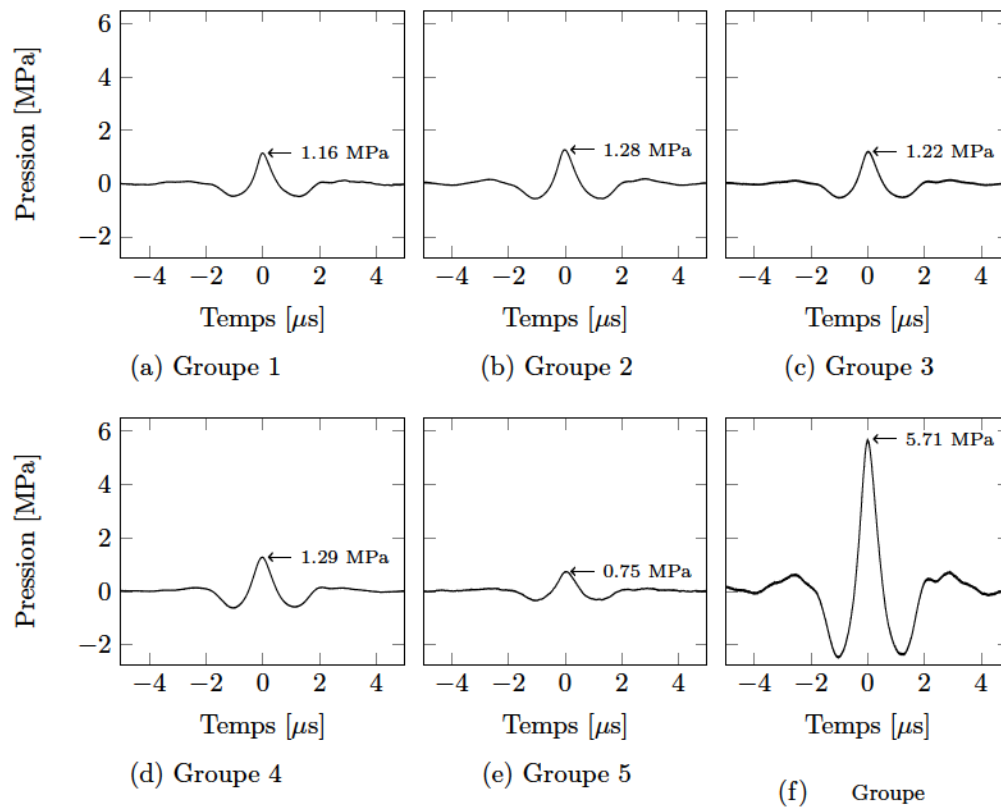


Figure 5.29 Contribution des cinq (5) groupes de générateurs—graphiques (a) à (e)—au pulse de pression produit au point focal  $\text{mm}$  pour un étalonnage au même endroit ; le graphique (f) est la sommation algébrique des traces de pression (a) à (e)—Chaque trace temporelle représente le signal moyenné sur 100 acquisitions. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient :  $\text{V}$  et  $\%$ .

opération à *haute puissance*, ce qui donne une pression de  $\text{MPa}$  dans un rayon de  $3.5 \text{ mm}$ ,  $\text{MPa}$  dans un rayon de  $7.2 \text{ mm}$ ,  $\text{MPa}$  dans un rayon de  $11.2 \text{ mm}$  et  $\text{MPa}$  dans un rayon de  $15.3 \text{ mm}$ .

Pour un voltage d'excitation donné, la focalisation à un point arbitraire cause donc une perte d'amplitude par rapport au pulse généré au foyer géométrique. En plus de cette perte d'amplitude, on remarque que la taille de la zone focale augmente ; la zone focale devient moins précise. Afin de quantifier ce comportement, une cartographie 2D du champ de pression a été réalisée pour chacun des points focaux arbitraires présentés au tableau 5.1. Les graphiques de la figure 5.31 présentent les champs de pression mesurés pour trois points focaux : (a) le foyer géométrique, (b)  $\text{mm}$  et (c)  $\text{mm}$ . Même si la cartographie 2D (dans le plan  $\text{mm}$ ) a déjà été réalisée pour une focalisation au foyer géométrique lorsque les générateurs sont



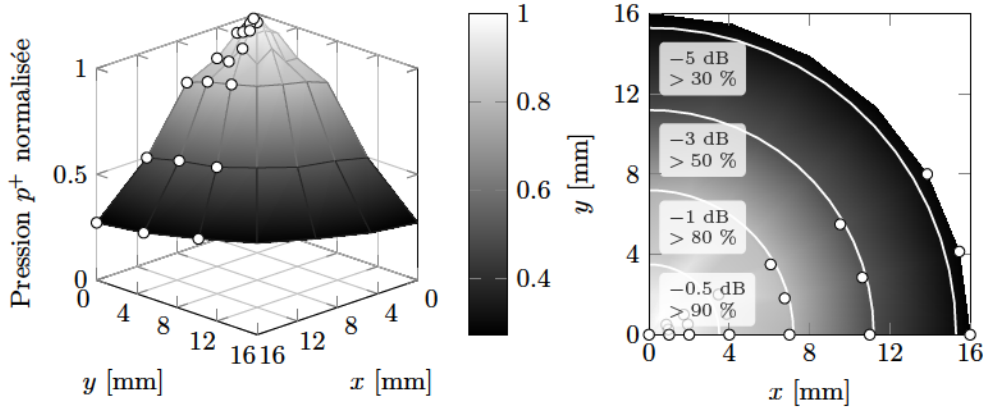


Figure 5.30 Distribution de la pression positive atteinte pour une focalisation dans le plan mm où le point de mesure correspond au point focal désiré—Seul les points blancs sont issus de mesures ; la cartographie 2D de ce quadrant a été complétée par symétrie. Le graphique de droite montre les régions où la pression est au moins égale à un certain pourcentage (aussi exprimé en décibel) de la pression obtenue au foyer géométrique. L'amplitude de est normalisée par rapport à la pression mesurée au foyer géométrique mm. Pressions obtenues par l'addition de la contribution des cinq (5) groupes de générateur tel que montré aux figures 5.28 et 5.29. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %.

opérés simultanément (voir figure 5.27b), il est intéressant de la refaire ici en utilisant la technique de sommation des cinq (5) groupes de générateurs afin d'évaluer l'impact de cette technique sur les données. Tel qu'illustré à la figure 5.31a, la zone dB ainsi produite a un diamètre d'environ 6 mm, soit plus de deux fois la superficie de la zone dB mesurée lorsque les générateurs sont opérés simultanément. La zone focale attendue de 4 mm de diamètre (se référer à la figure 5.27b) est rapportée sur le même graphique et identifiée par l'étiquette « zone dB (directe) » afin d'apprécier la différence entre les deux techniques. La zone focale obtenue par sommation de groupes de générateurs est ainsi moins précise que celle produite par un système complet. Autrement dit, le champ de pression obtenu par sommation des champs de pression générés par les groupes de générateurs semble donc surestimer la taille de la zone focale. Cette différence s'explique fort probablement par l'incertitude de positionnement de l'hydrophone introduite lors du passage d'un groupe de générateurs à un autre. En effet, la prise de mesures pour la cartographie des champs de pression s'étant échelonnée sur plusieurs jours, la position de référence de l'hydrophone devait être re-ajustée pour chaque groupe de générateurs. Cet ajustement se faisant à l'oeil à l'aide de la tige focale (se référer à la section 5.2.2 pour plus de détails) et on estime que l'incertitude de positionnement associée à cet ajustement était de l'ordre de 1 mm à 2 mm. Sachant cela, on s'attend à ce qu'un système complet—constitué de dix-

neuf (19) générateurs indépendants—soit en mesure d'offrir une focalisation géométrique plus précise que ce qui est montré aux graphiques de la figure 5.31.

Cela étant dit, la figure 5.31 permet tout de même d'apprécier l'impact du déplacement latéral du point focal sur la taille et sur la forme de la zone focale. Ainsi, la zone focale dB s'élargie de 2 mm (passant de 6 mm à 8 mm) lorsque le point focal se déplace de 7 mm sur l'axe . La forme de la zone focale change également lorsqu'on s'éloigne du foyer géométrique alors qu'elle perd graduellement sa forme circulaire. Un cercle a été utilisé à la figure 5.31b pour délimiter la zone focale dB, mais la forme de cette zone est plus complexe comme le montre les nuances de gris sur le graphique de droite de cette figure. Finalement, la figure 5.31c confirme qu'il est possible de focaliser précisément les ondes pour un déplacement latéral de 16 mm, mais que la zone focale ainsi créée perd en précision. Par exemple, la pression autour du foyer géométrique atteint près de 70 % de la pression mesurée au point focal mm. Par conséquent, la zone autour du foyer géométrique risquerait d'être *touchée* en même temps que le traitement est appliqué à la position désirée.

Comme le montre la figure 5.31, la forme de la zone focale devient de plus en plus complexe à mesure que le point focal désiré s'éloigne du foyer géométrique. Afin de quantifier ce comportement, la figure 5.32 montre le contour de différentes zones focales sur le domaine couvert par les points de test énumérés au tableau 5.1. Ainsi, les zones focales associées aux différents point focaux (identifiés par le symbole sur les graphiques) demeurent bien définies sur le domaine testé (soit pour mm) pour une pression égale ou supérieure à 70 % de la pression mesurée au point focal. On remarque aussi que la taille de la zone focale augmente à mesure que le point focal désiré s'éloigne du foyer géométrique. Pour les points focaux éloignés ( mm), les zones focales ne sont plus définies dans une seule zone, mais présentent des zones focales secondaires lorsqu'on considère une pression atteignant au moins 60 % de la pression générée au point focal désiré. À la figure 5.32d par exemple, la zone focale dB pour le point focal mm (trait large) se divise en trois régions avec des zones focales secondaires naissant autour des points mm et mm. Un comportement similaire est observé pour le point focal mm dont les zones focales sont délimitées par un trait pointillé sur ce même graphique. Pour la zone dB présentée à la figure 5.32e, seuls les points focaux pour lesquels mm sont montrés puisque les zones focales des points focaux plus éloignés englobent pratiquement tout le domaine. On remarque au graphique (e) que la zone focale dB reste bien définie pour mm et qu'elle conserve sensiblement la même taille que pour une focalisation au foyer

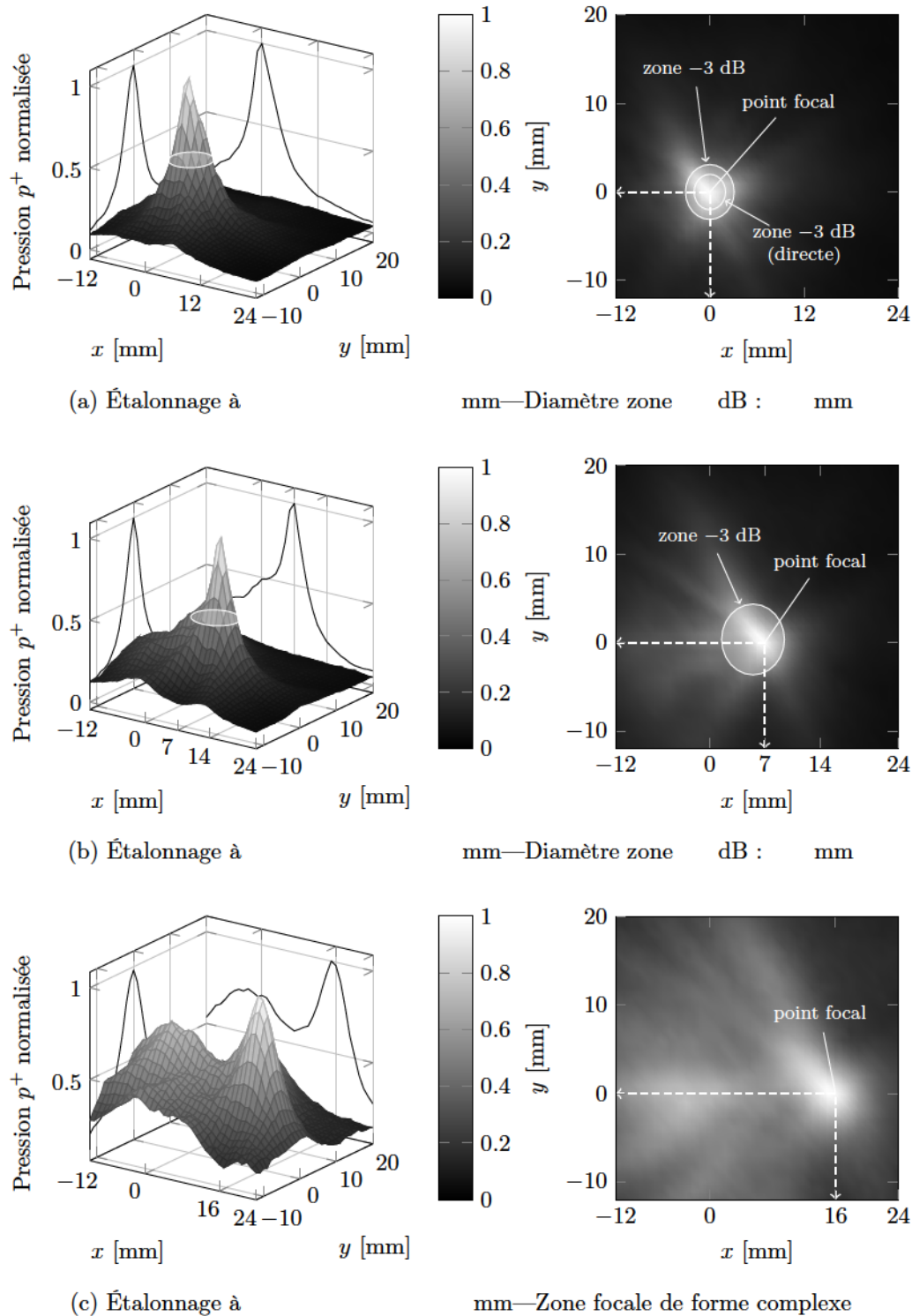


Figure 5.31 Cartographies 2D du champ de pression positive normalisée dans le plan  $x-y$  pour trois positions d'étalonnage—Champs de pression issus de la sommation algébrique des champs de pression mesurés pour les cinq (5) groupes de générateurs où la valeur de chaque point rapporté est la valeur moyenne sur cinq (5) acquisitions. Les projections sur les graphiques de gauche montrent la distribution de la pression dans les plans focaux. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient :  $V = 100$  V et  $f = 100$  %. Résolution : 1 mm.



géométrique. Il est important de rappeler ici que les graphiques de la figure 5.32 sont issus de la somme des champs de pression générés par les cinq (5) groupes de générateurs et donc que la taille des zones focales montrées est fort probablement plus grande qu'elle ne le serait en réalité pour un système complet fonctionnant avec dix-neuf (19) générateurs indépendants.

À la lumière de ces résultats, la configuration actuelle à dix-neuf (19) générateurs permet de déplacer latéralement le point focal de 4 mm tout en maintenant une pression à environ 90 % de la valeur obtenue au foyer géométrique (se référer à la figure 5.30) sans élargissement significatif de la zone focale dB. Tout déplacement latéral supérieur à 4 mm entraîne une perte de pression plus marquée ainsi qu'un élargissement de la zone focale dB; des zones focales secondaires apparaissant pour un déplacement latéral supérieur à 11 mm.

La longueur (ou la profondeur) de la zone focale est aussi affectée par un déplacement latéral de la zone focale. De la même manière que pour la cartographie dans le plan , le champ de pression dans le plan obtenu par sommation (pour une focalisation au foyer géométrique) a été comparé au champ de pression généré lorsque les dix-neuf (19) générateurs sont opérés simultanément. La figure 5.33a présente cette comparaison où la zone dB obtenue par mesure directe, soit pour un système complet, est identifiée par l'étiquette « zone dB (directe) ». La différence de taille de la zone focale observée dans le plan mm se répète ici dans le plan , c'est-à-dire que la taille de la zone focale est surestimée lorsque le champ de pression est obtenu par la sommation de la contribution individuelle des groupes de générateurs. En effet, la taille de la zone dB était de mm mm pour un lithotriteur complet (se référer à la figure 5.27a), alors qu'elle est de mm mm lorsque le champ de pression est obtenu par sommation. Ainsi, il semble que l'incertitude associée à l'ajustement de la position de référence de l'hydrophone entre chaque groupe de générateurs ait également mené à une réduction de la précision de la zone focale dans le plan .

En comparant les trois graphiques de la figure 5.33, on constate que la zone focale s'allonge lorsque le point focal est déplacé latéralement et donc que la distribution de pression autour de ce point focal est plus diffuse. On remarque aussi que la zone focale tourne en quelque sorte autour d'un point de pivot situé près de la sortie des générateurs d'onde de choc. Ces observations sont plus évidentes à la figure 5.34 où sont tracés les contours des zones focales dB ( %), dB ( %) et dB ( %) pour les trois mêmes points focaux en plus du point mm. Les mêmes conclusions énoncées pour la focalisation dans le plan mm s'appliquent ici, soit que la zone focale change peu

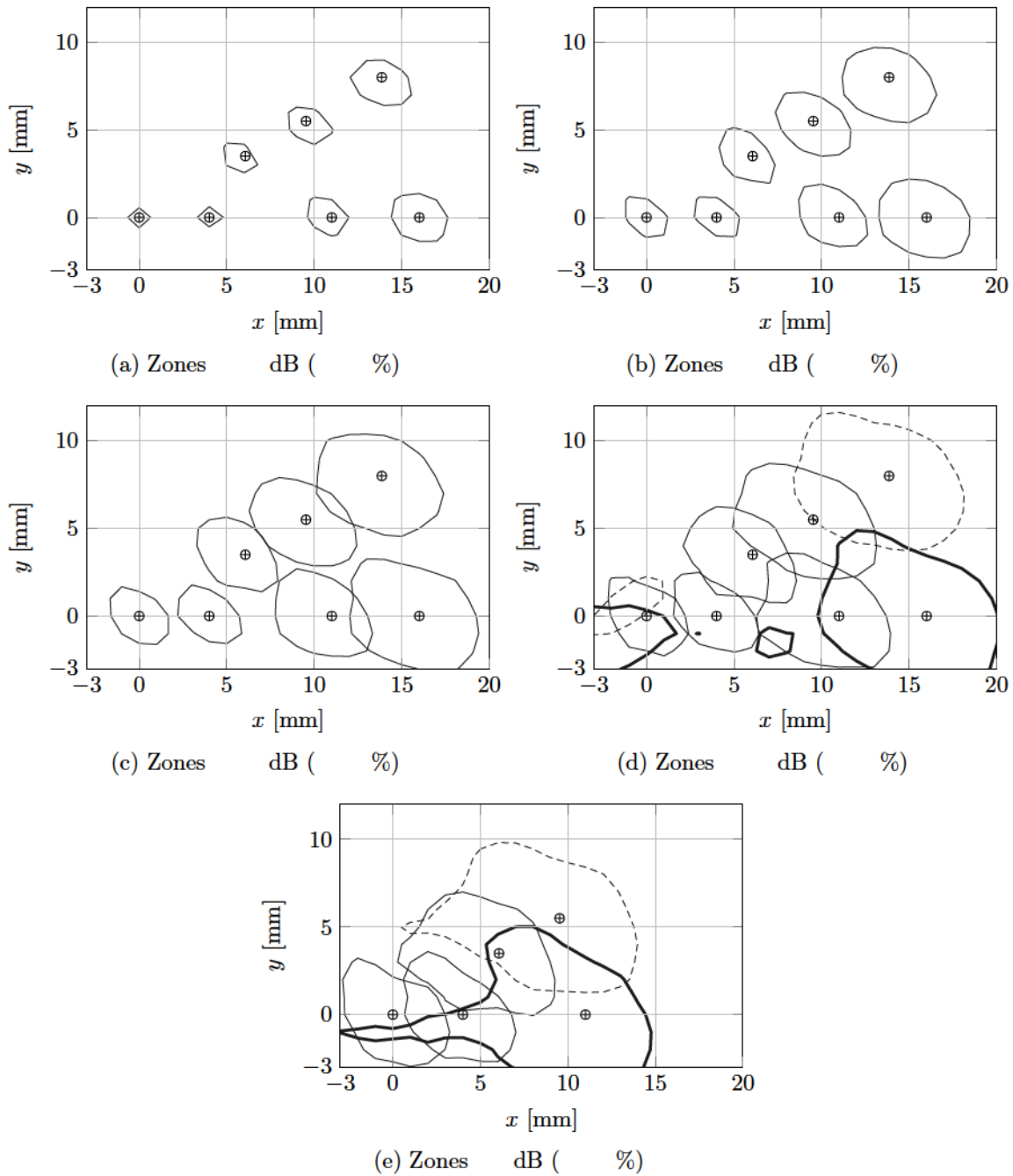


Figure 5.32 Taille et forme des zones focales dB (a), dB (b), dB (c), dB (d) et dB (e) pour la pression pour sept (7) points focaux dans le plan mm—Courbes obtenues à partir des champs de pression similaires à ceux présentés à la figure 5.31. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. Pour le graphique (d)—trait large : focalisation à mm et trait pointillé : focalisation à mm. Pour le graphique (e)—trait large : focalisation à mm et trait pointillé : focalisation à mm.



pour un déplacement latéral de      mm et que des zones focales secondaires commencent à apparaître pour les points focaux éloignés à mesure que la définition de la zone focale est élargie. À noter que la faible asymétrie de la zone focale pour une focalisation au foyer géométrique—voir figure 5.34a pour une focalisation à      mm—est fort probablement associée à l'erreur introduite lors des positionnements successifs de l'origine du plan cartésien lors de la mesure des cinq (5) champs de pression utilisés pour la construction (somme) du champ de pression total. En effet, cette asymétrie est moins marquée lorsque les dix-neuf (19) générateurs sont opérés simultanément (se référer aux figures 5.27a et 5.36b—traits pointillés).

### **Focalisation à un point arbitraire      sur l'axe central (      )**

Le but premier d'un appareil de lithotritie extracorporelle à zone focale variable est d'adapter la zone focale au mouvement de la pierre, mouvement qui est majoritairement induit par la respiration du patient. Or, il est peu probable que le déplacement de la pierre se limite exclusivement au plan focal de l'appareil (      mm). Ainsi, l'appareil doit non seulement être en mesure de déplacer sa zone focale latéralement, mais il doit aussi être en mesure la déplacer en profondeur selon l'axe      . Afin d'établir les limites de la configuration actuelle du système, des étalonnages ont été réalisés pour différents points focaux situés sur l'axe central (      ) pour des profondeurs      variant de      mm à      mm par rapport au foyer géométrique, soit entre 140 mm et 160 mm. Les résultats obtenus sont présentés à la figure 5.35 où chaque distribution de pression est étiquetée selon la position du point focal désiré. Afin de mettre en évidence l'erreur associée à la somme des champs de pression, la distribution de pression mesurée pour l'opération simultanée des dix-neuf (19) générateurs (se référer à la figure 5.27a) a été ajoutée au graphique et elle est identifiée par l'étiquette «      mm (directe) ». La pression      a été normalisée sur ce graphique par rapport à la pression obtenue au foyer géométrique      mm pour un étalonnage au même endroit.

Les traces variées présentées à la figure 5.35 montrent que la distribution de pression peut être modifiée en étalonnant l'appareil pour des points focaux situés à différentes profondeurs. En effet, on remarque que le sommet de la distribution de pression se déplace vers la tête du lithotriteur pour des points focaux moins profonds (cas      mm et      mm) et s'éloigne de la tête du lithotriteur pour des points focaux plus profonds (cas      mm et      mm) par rapport au foyer géométrique (      mm). On remarque aussi que la taille de la zone focale est différente si on s'éloigne de la tête du lithotriteur ou si on s'en approche. Alors qu'une focalisation plus près de la tête du lithotriteur permet de mieux conserver la longueur de la zone focale, une focalisation plus

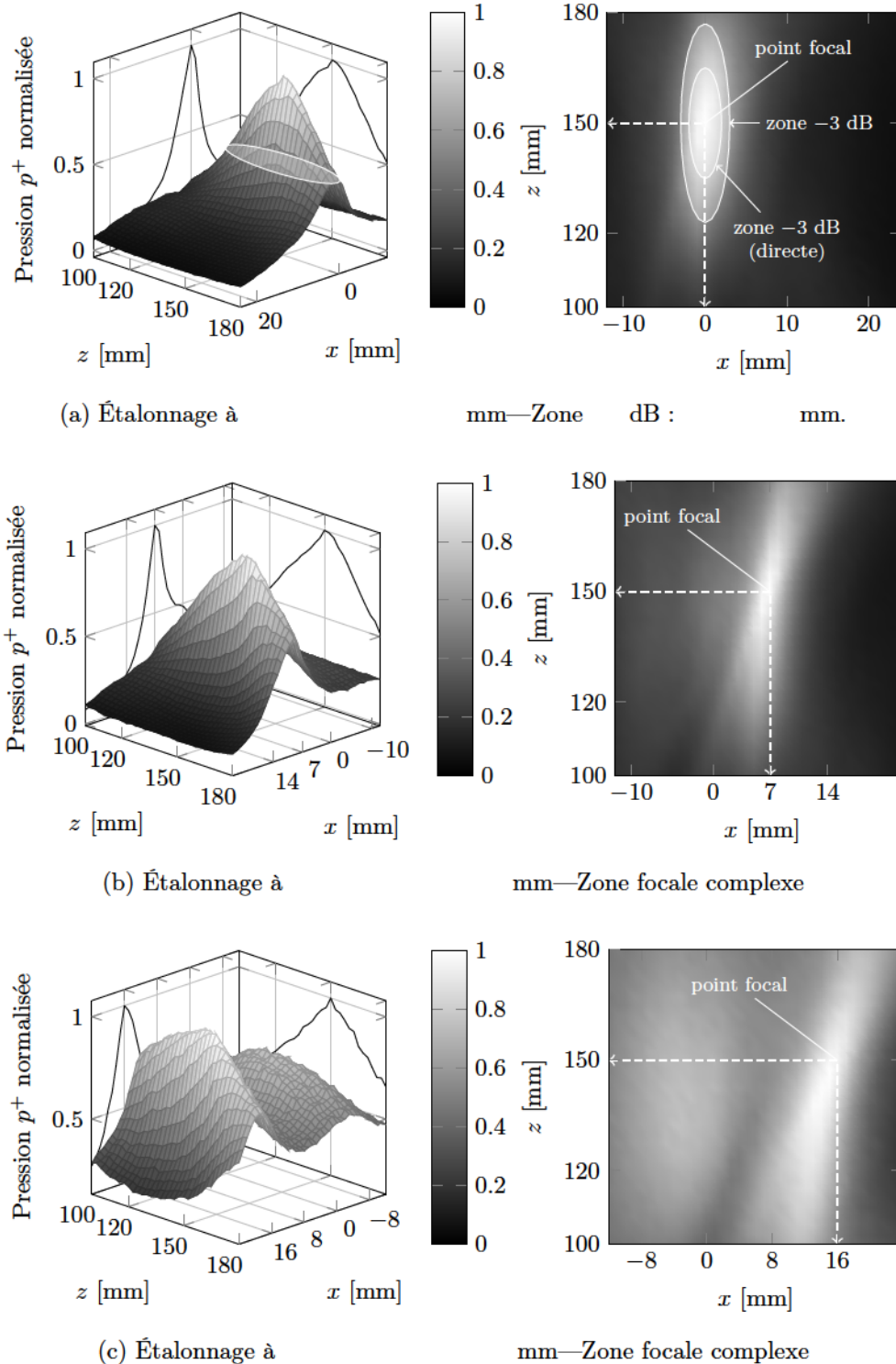


Figure 5.33 Cartographie 2D du champ de pression positive dans le plan pour trois (3) positions d'étalonnage—Champs de pression issues de la sommation algébrique des champs de pression mesurés pour les cinq (5) groupes de générateurs où la valeur de chaque point rapporté est la valeur moyenne sur cinq (5) acquisitions. Les projections sur les graphiques de gauche montrent la distribution de la pression dans les plans focaux. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %.

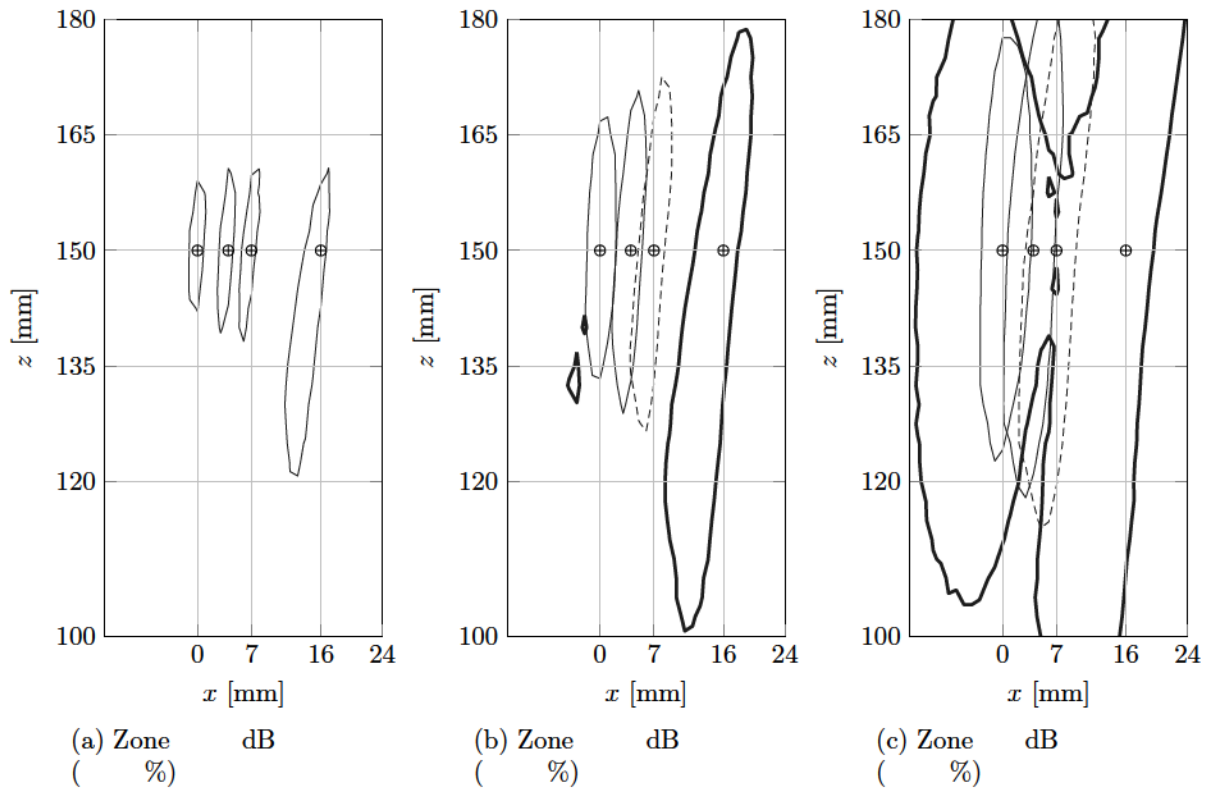


Figure 5.34 Taille et forme des zones focales dB (a), dB (b) et dB (c) pour la pression pour quatre (4) points focaux dans le plan — Courbes obtenues à partir de champs de pression positive tel que présentés à la figure 5.33. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. Pour les graphiques (b) et (c)—trait large : focalisation à mm et trait pointillé : focalisation à mm.

éloignée semble l'allonger. De plus, l'amplitude maximale atteinte augmente à mesure que le point focal se rapproche de la tête du lithotriteur, alors qu'elle diminue lorsqu'il s'en éloigne. Ce résultat est conséquent avec le phénomène de diffraction des ondes qui perdent en intensité à mesure qu'elles s'éloignent de la tête du lithotriteur. Évidemment, on s'attend à ce que l'amplitude diminue—et que la taille de la zone focale augmente—pour un point focal de plus en plus rapproché de la tête du lithotriteur alors qu'ultimement seulement le générateur central contribuerait de manière significative.

La figure 5.36 présente le contour des zones focales dB, dB et dB dans le plan pour une focalisation à mm (a), mm (b) et mm (c). À titre indicatif, les zones focales mesurées directement par un système complet (à l'opposé de la sommation par groupe de générateurs) sont présentées en pointillés au graphique (b). Tel qu'attendu, on remarque que la sommation des groupes de générateurs augmente

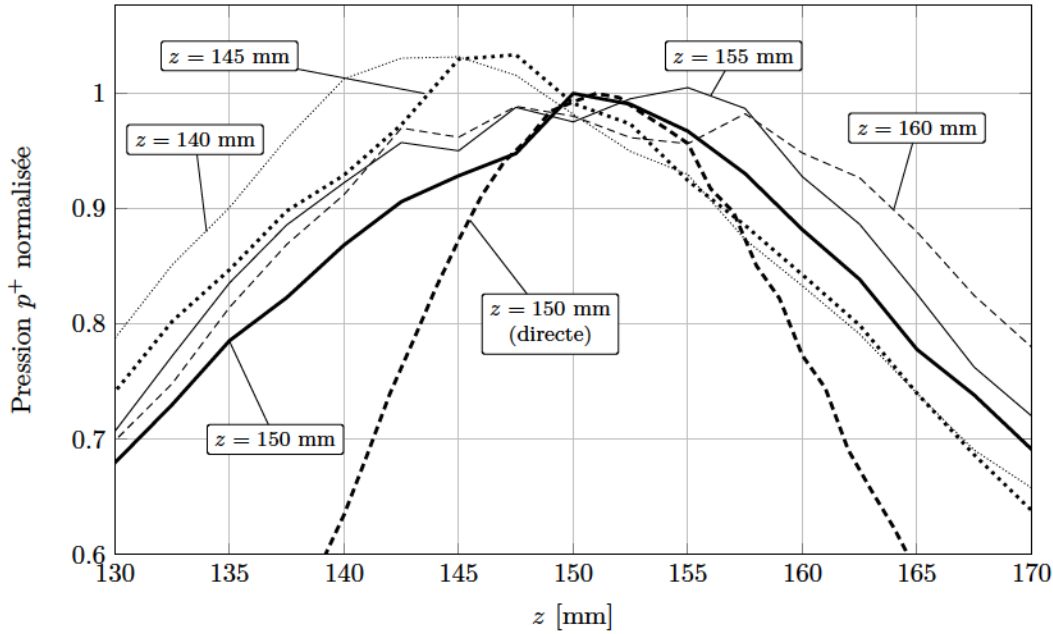


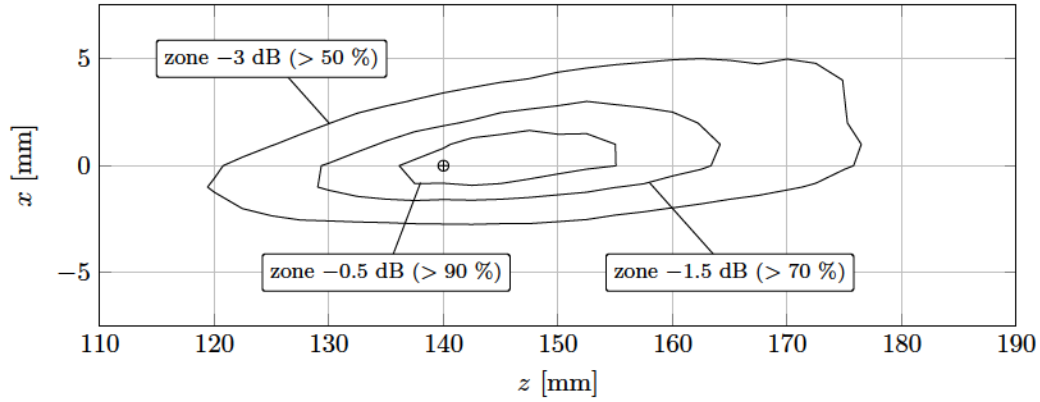
Figure 5.35 Cartographie 1D du champ de pression positive sur l'axe central ( ) pour cinq (5) points focaux : et mm—  
Distributions de pression issues de la sommation algébrique des champs de pression mesurés pour les cinq (5) groupes de générateurs excepté pour la mesure directe identifiée comme telle sur le graphique. Les paramètres d'excitation des générateurs étaient : V et %. Résolution spatiale : 2.5 mm.

la taille et l'asymétrie des zones focales par rapport à ce qu'elles devraient être pour un système complet. En comparant les graphiques (a) et (b), on remarque que la zone focale se déplace bien vers la gauche lorsque le point focal désiré bouge dans la même direction, mais que son déplacement est moindre ( mm) que le déplacement du point focal ( mm mm). On remarque aussi que la zone focale s'allonge légèrement se faisant. La focalisation à un point plus éloigné que le foyer géométrique ne produit pas le même résultat. En comparant les graphiques (b) et (c), on remarque que la zone focale ne suit pas le déplacement du point focal mm mm, alors qu'elle demeure approximativement centrée à mm. Ainsi, le seul effet notable d'une focalisation au-delà du foyer géométrique est l'augmentation de la taille de la zone focale, l'augmentation étant plus marquée selon l'axe que selon l'axe (ou par symétrie).

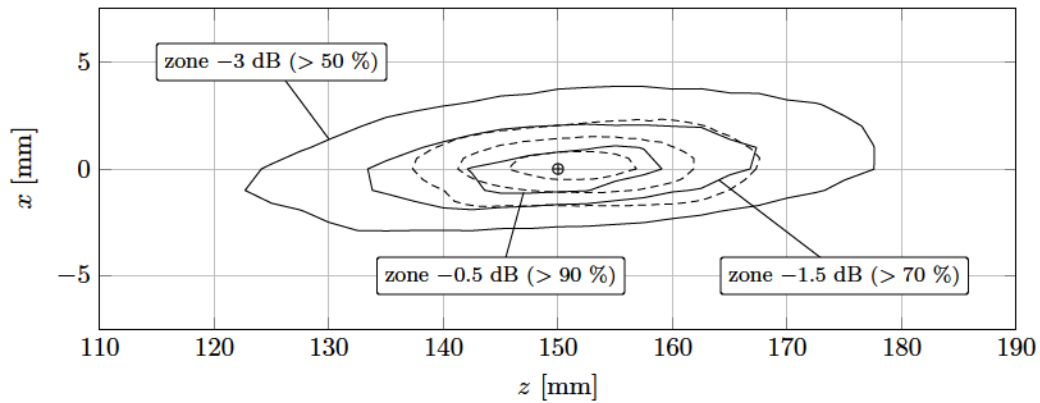
### Discussion sur les performances de focalisation

Les résultats montrent que l'appareil permet de déplacer la zone focale latéralement dans le plan focal ( mm), et ce, dans un rayon de 16 mm. Les résultats suggèrent qu'un déplacement latéral supérieur à 16 mm est possible, mais que la différence de pression entre la zone focale principale et la ou les zone(s) focale(s) secondaire(s) serait alors de

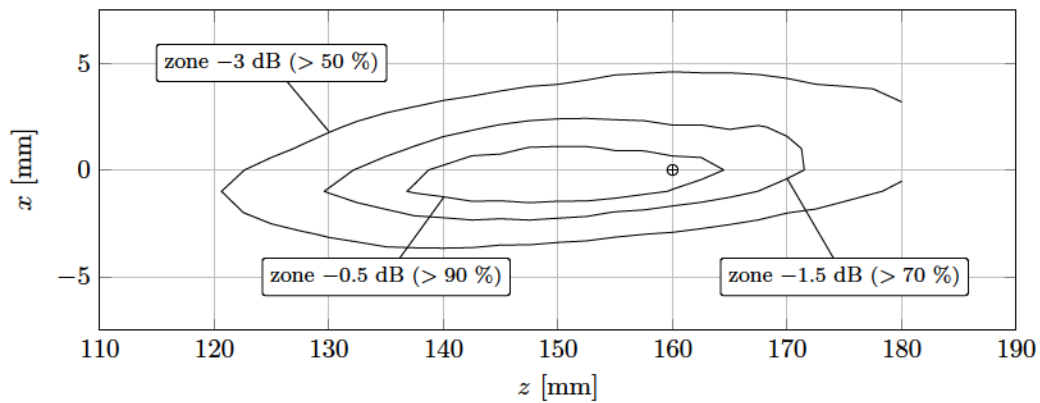




(a) Point focal à  $z = 140$  mm—Plus près de la tête du lithotriteur



(b) Point focal à  $z = 150$  mm—Foyer géométrique. Les lignes en pointillés délimitent les mêmes trois zones focales, mais pour une opération simultanée des dix-neuf (19) générateurs (données tirées de la figure 5.27a).



(c) Point focal à  $z = 160$  mm—Plus loin de la tête du lithotriteur

Figure 5.36 Taille et forme des zones focales  $-3$  dB,  $-0.5$  dB et  $-1.5$  dB pour la pression  $p$  pour trois (3) points focaux dans le plan  $x-z$ —Distributions de pression issues de la sommation algébrique des champs de pression mesurés pour les cinq (5) groupes de générateurs. Le point focal désiré est identifié par le symbole  $\oplus$ . Les paramètres d'excitation des générateurs étaient :  $V = 100$  V et  $f = 100$  kHz.



moins de 30 %, limitant sa précision. En effet, la zone focale devient imprécise lorsque la pression dans la ou les zone(s) focale(s) secondaire(s) devient similaire à la pression produite dans la zone focale désirée. Il est important de rappeler ici que les zones dB ne sont utilisées qu'à titre indicatif afin de pouvoir comparer les champs de pression générés par différents lithotriteurs. En pratique, on s'intéresse davantage à la *zone effective*, soit la zone où les ondes produisent l'effet désiré. Ainsi, en ajustant la puissance de l'appareil de sorte que la pression au point focal désiré soit tout juste au dessus du seuil d'efficacité on parvient à créer une zone effective de petite taille. Par conséquent, l'important est de prévenir l'apparition de *zones effectives secondaires* qui pourraient endommager les tissus sains se trouvant dans ces zones.

Les résultats ont aussi démontré que la zone focale pouvait être déplacée en profondeur ( mm) par rapport au foyer géométrique, soit sur l'axe central , mais que seul un déplacement vers la tête du lithotriteur ( ) permet de préserver les caractéristiques de la zone focale géométrique. Une focalisation au-delà de mm ne permet pas d'éloigner la zone focale, mais produit uniquement une augmentation de sa taille. Ce comportement est typique d'un réseau phasé où une focalisation entre le point focal naturel (ici le foyer géométrique) et le réseau d'émetteurs est plus précise qu'une focalisation plus éloignée [171]. Les points focaux situés en dehors du plan focal et de l'axe central n'ont pas été testés explicitement, mais des performances comparables sont attendues dans ces zones. Bien entendu, la focalisation de l'appareil est plus précise latéralement que selon la profondeur ( ) en raison de la petite ouverture de la coupole formée par les faces émettrices des générateurs d'onde de choc [56]. Les zones focales présentées dans cette section sont de taille supérieure à ce qui est attendu en réalité pour un système complet utilisant dix-neuf (19) canaux indépendants. Cette surestimation provient vraisemblablement de l'incertitude de positionnement de l'hydrophone lors du passage d'un groupe de générateurs à l'autre. De plus, il est important de se rappeler que ces valeurs ont été obtenues à une puissance intermédiaire ( V, %) pour laquelle des ondes de choc se seraient développées si les générateurs avaient été opérés simultanément. L'interaction inter-générateur n'est que partiellement capturée lorsque les générateurs sont opérés en sous-groupes. En condition réelle d'utilisation, c'est-à-dire lorsque les dix-neuf (19) générateurs sont excités de manière indépendante et à *haute puissance*, les effets non linéaires causés par la propagation des ondes dans le milieu ainsi qu'aux interactions choc-choc provoqueront inévitablement une certaine déformation de la zone focale par rapport à ce qui a été présenté dans cette section. En effet, l'amplitude de la pression augmentera plus rapidement au centre qu'en périphérie du front d'onde convergent et causera ainsi

l'accélération de cette partie centrale qui contribuera à aplanir le front d'onde et limitera sa capacité de focalisation [265].

Tel que présenté à la section 5.2.2, la méthode proposée pour la focalisation des ondes à des points focaux arbitraires s'apparente à celle du réseau phasé à la différence que les délais d'émission sont obtenus implicitement lors de l'étape d'étalonnage. Or, selon la théorie des réseaux phasés, la taille des éléments constituant un tel réseau et leur espacement doivent être inférieurs à la moitié de la longueur d'onde minimale émise [171]. Si cette condition n'est pas respectée, il y aura nécessairement apparition de lobes (zones) secondaires. C'est ce qu'on observe dans le cas présent. En effet, en utilisant la limite supérieure de la bande passante 100 dB comme fréquence pour le calcul de la longueur d'onde minimale  $\lambda_{\min}$  dans l'eau on obtient :

$$\lambda_{\min} = \frac{c}{f_{\max}} = \frac{1500 \text{ m/s}}{100 \text{ Hz}} = 15 \text{ mm}$$

Ainsi la taille des générateurs devrait être de l'ordre de  $\lambda_{\min} = 15 \text{ mm}$  pour être en accord avec la théorie, ce qui est difficilement réalisable dans le contexte actuel et explique la présence de zones focales secondaires importantes (amplitude atteignant 70 % de la pression au point focal désiré) pour un déplacement latéral supérieur à 16 mm. La méthode de focalisation présentée ici ne prévoit pas de modulation en amplitude d'un générateur à l'autre ; tous les générateurs sont utilisés à pleine capacité de manière à maximiser la pression générée au point focal. Or, de Vries et Berkhout [56] ont démontré que la résolution spatiale pouvait être améliorée en réduisant l'amplitude des ondes émises par certains émetteurs du réseau dépendamment de leur position relative par rapport au point focal désiré. Cependant, puisque moins d'énergie est alors injectée dans le milieu, la pression au point focal est nécessairement réduite.

Dans la même optique, il existe une technique établie permettant de contrôler non seulement la position du point focal, mais aussi la distribution de la pression autour de ce point ; c'est la technique du *filtre spatio-temporel inverse* [277]. La propagation des ondes des transducteurs jusqu'au point focal s'apparente à un filtre multidimensionnel. Ainsi, il est possible d'utiliser l'inverse de ce filtre spatio-temporel pour déterminer les signaux d'émission requis aux transducteurs pour produire le champ de pression désiré. Le *filtre spatio-temporel inverse* permet d'imposer des contraintes sur le champ de pression produit, non seulement dans la zone focale, mais également à proximité de celle-ci. Le filtre inverse essaie donc de minimiser la différence entre le champ de pression désiré et le champ de pression obtenu. Cette méthode est particulièrement bien adaptée à la technique d'éta-

lonnage proposée puisqu'elle requière elle aussi d'identifier la fonction de transfert (ou réponse impulsionnelle) de chaque émetteur à chaque point focal désiré. La difficulté de cette méthode réside dans la construction des champs de pression désirés pour chacun des points focaux. Un choix trivial pour créer une onde focalisée est d'imposer une fonction de dirac spatio-temporelle au point focal désiré et de forcer la pression à zéro autour. Bien que cette stratégie maximise effectivement la résolution spatiale de la zone focale, elle n'en demeure pas moins très contraignante. En effet, pour parvenir à cette *super*-résolution spatiale, l'algorithme doit combiner de manière destructrice la sortie de plusieurs émetteurs ce qui a un impact négatif sur l'amplitude de la pression obtenue au point focal [245]. Ainsi, l'établissement du champ de pression désiré est une étape cruciale de cette méthode et nécessite une excellente connaissance préalable des capacités du système.

Bref, en plus des deux méthodes susmentionnées, il en existe une multitude d'autres qui permettent d'améliorer la résolution spatiale du champ de pression, mais toutes produiront nécessairement une diminution de la pression au point focal par rapport au cas optimal, soit le cas où l'ensemble des générateurs contribuent de manière constructive à la création du pulse. Ainsi les générateurs d'onde de choc doivent être doublement performant : d'abord pour compenser pour leur nombre réduit—par rapport aux lithotriteurs piézoélectriques utilisés en clinique qui comptent jusqu'à des milliers d'émetteurs [208]—et ensuite afin de pouvoir *façonner* le champ de pression pour en augmenter la précision sans toutefois en réduire l'efficacité. C'est dans cette optique que la technologie d'amplification par dispersion inverse présentée ici prend tout son sens.

---

# CHAPITRE 6

## PERFORMANCES DU LITHOTRITEUR

Ce chapitre présente les performances du lithotriteur développé pour l'érosion de calculs urinaires—modèles synthétiques seulement. Les essais ont d'abord été réalisés *in vitro* pour une pierre immergée dans un bassin d'eau et placée au foyer géométrique de l'appareil. Des pierres ont ensuite été introduites dans le rein de porc préalablement sacrifiés (*ex vivo*) afin d'évaluer les capacités d'érosion potentielles pour une utilisation *in vivo*. Le mécanisme d'action principal, c'est-à-dire la cavitation, a aussi été confirmé au moyen d'une caméra haute vitesse.

### 6.1 Essais *in vitro*

Cette section présente l'efficacité et la vitesse d'érosion obtenues *in vitro* pour différents modèles de calculs urinaires offrant une résistance variable aux traitements de lithotritie. Le processus de désintégration des pierres a aussi été capté à l'aide d'une caméra haute vitesse. Finalement, des tissus biologiques ont été placés entre la source et la pierre afin de quantifier leur effet sur les taux d'érosion.

#### 6.1.1 Érosions de modèles de calculs urinaires

N'ayant pas accès à des calculs urinaires humains pour l'évaluation des performances de l'appareil, il a été convenu d'utiliser trois types de plâtre comme modèles de pierre. Les plâtres sélectionnés sont couramment utilisés pour le développement des lithotriteurs, soit le plâtre de Paris<sup>1</sup>, l'Ultracal 30 et le BegoStone Plus

[99, 137, 155]. Ces plâtres s'apparentent respectivement à des calculs urinaires de type—en ordre croissant de résistance—struvite (plâtre de Paris), magnésium-phosphate d'ammonium (Ultracal 30), oxalate de calcium monohydrate et brushite (BegoStone Plus) [77, 137].

Pour les tests, des blocs de mm fait à partir de ces trois plâtres étaient immergés dans l'eau dégazée de sorte que le foyer géométrique du lithotriteur se retrouve 5 mm sous la surface des blocs exposée aux ondes de choc. De cette façon, la surface des blocs coïncidait avec le début de la zone focale dB et le bloc était ainsi exposé à une

---

1. Le rapport représente parties de poudre de plâtre pour parties d'eau (en masse).



pression égale ou supérieure à 90 % de la pression générée au foyer géométrique sur une profondeur d'environ 10 mm (se référer à la figure 5.35, courbe mm directe).

L'étalonnage réalisé pour une focalisation au foyer géométrique a été utilisé ici et les amplificateurs ont été réglés à une tension d'excitation de V avec un seuil de saturation de %. On estime que ces paramètres produisaient une pression d'un peu plus de 60 MPa au foyer géométrique<sup>2</sup>. Dans ces circonstances, le nombre de pulses par seconde (pps) maximal était de 66 pps ; les amplificateurs n'étant pas en mesure de se recharger assez rapidement pour un taux de répétition plus élevé. Chaque bloc de plâtre a ainsi été exposé à ondes de choc à un taux de répétition de 66 pps (pulse par seconde), soit pour une durée de test de 7 minutes et 35 secondes. La masse humide des blocs a été prise avant et après leur exposition aux ondes de choc afin d'établir la quantité totale de plâtre érodé. De plus, la densité humide des plâtres a été utilisée pour estimer le volume érodé. Il est à noter que la taille des particules produites par l'érosion des plâtres n'a pas été mesurée explicitement, mais la fine poudre qui se dégageait lors du processus d'érosion suggère que la taille des particules est inférieure à 1 mm tel que rapporté par Duryea *et coll.* [66], Ikeda *et coll.* [106] et Yoshizawa *et coll.* [279] pour des appareils similaires favorisant la cavitation. Les résultats obtenus pour l'érosion des trois types de plâtre sont présentés au tableau 6.1.

Le taux d'érosion observé sur les modèles est inversement proportionnel à la résistance des calculs urinaux naturels qu'ils représentent. En effet, le bloc fait de plâtre de Paris a été le plus facile à éroder avec un taux d'érosion de 0.0255 mg/OC (OC : onde de choc), suivi par le bloc d'Ultracal 30 à 0.0102 mg/OC et finalement le BegoStone Plus à 0.0034 mg/OC. Les taux d'érosion observés sont non nuls pour les trois plâtres ce qui indique que la pression produite par les ondes de choc était supérieure au seuil d'érosion dans tous les cas. En terme de volume, l'appareil a permis de réduire en poussière l'équivalent d'une sphère de 9.5 mm de diamètre (460 mm<sup>3</sup>) en plâtre de Paris en moins de 8 minutes. Les sphères équivalentes érodées en Ultracal 30 et en BegoStone Plus étaient respectivement de 6.8 mm de diamètre (168 mm<sup>3</sup>) et de 4.6 mm de diamètre (51 mm<sup>3</sup>). Ces volumes sont cohérents avec la taille des cratères observés pour les trois blocs (voir la figure 6.1). Le diamètre de ces cratères est légèrement inférieur à celui des sphères équivalentes puisqu'une partie importante de la masse érodée est attribuable à l'érosion observée en périphérie du cratère. On attribue exclusivement la perte de masse observée au phénomène de cavitation

---

2. Pour une excitation à V et %, la pression au foyer géométrique a été précédemment estimée à 92.5 MPa. Ainsi, en réduisant le voltage d'excitation de 17 % (V à V) et en réduisant le seuil de saturation de 90 % à 75 % (gain de saturation passant de , se référer à la figure 4.6), la pression est estimée à :  $\text{MPa} \times \frac{V}{V} = \text{MPa}$ .

---



Tableau 6.1 Érosion *in vitro* de modèles de pierre hydratée après ondes de choc livrées à 66 pps, pour une durée de test de 7 minutes et 35 secondes. Les paramètres d'excitation étaient : V et % pour une pression estimée à 54 MPa—60 MPa au site d'érosion.

Type de plâtre	Densité humide <sup>a</sup> [kg/m ]	Perte de masse		Perte de volume	
		Total [mg]	Par OC <sup>b</sup> [mg/OC]	Total [mm ]	Par OC [mm /OC]
Plâtre de Paris					
Ultracal 30					
BegoStone Plus					

*a.* Valeur de densité humide obtenue en divisant la masse humide—après immersion dans l'eau et dégazage de 15 minutes—par le volume des blocs de plâtre—volume déplacé dans un contenant gradué d'eau dégazée. Les valeurs obtenues sont similaires à celles rapportées par Riel *et coll.* [210].

*b.* OC : Onde de choc

puisque les autres mécanismes d'action des ondes de choc connus (fissuration compressive, éclatement, écrasement quasi statique, etc.) tendent à produire des fragments de plus de 1 mm et qu'aucun fragment s'approchant de cette taille n'a été observé [219]. De plus, certains de ces mécanismes ont besoin d'une zone focale plus grande que la pierre pour s'exprimer, ce qu'il n'était pas le cas ici étant donné que la taille du bloc était significativement supérieure à celle de la zone effective.

On remarque à la figure 6.1 que le diamètre du cratère formé dépend de la résistance du plâtre. Ainsi, la pierre en plâtre de Paris présente le cratère ayant le plus grand diamètre et la pierre en BegoStone Plus présente celui ayant le plus petit diamètre. Puisque les différents plâtres ont été soumis aux mêmes conditions de pression, le diamètre du cratère formé est donc une indication du seuil d'érosion de chacun des plâtres. Autrement dit, la *zone focale* est la même dans les trois cas, mais la *zone effective* est différente et elle dépend de la résistance du plâtre à la cavitation. On peut établir le seuil d'érosion approximatif pour les différents plâtres en se référant à la figure 5.30. Ainsi, la pierre en plâtre de Paris présente un cratère d'environ 7.5 mm de diamètre—et même un peu plus grand alors qu'on observe de l'érosion en périphérie du cratère—ce qui correspond à la zone dB ( ) sur le graphique de la figure 5.30. Ainsi, pour une pression au foyer géométrique évaluée à 60 MPa, le seuil d'érosion du plâtre de Paris peut être estimé à MPa MPa. En répétant le même exercice pour l'Ultracal 30 ( mm) et le BegoStone Plus ( mm), on trouve des seuils d'érosion respectifs de MPa et de MPa. Ainsi la taille de la zone focale peut être contrôlée avec grande précision simplement en ajustant l'amplitude de la pression ; seules les zones où la pression est supérieure au seuil d'érosion seront alors érodées. Par exemple, en réduisant

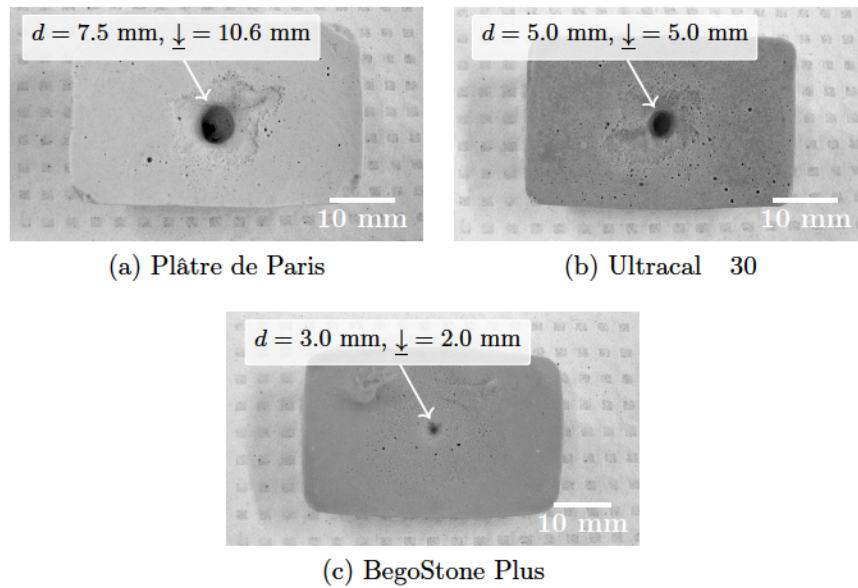


Figure 6.1 Taille des cratères formés par l'érosion des pierres pour les résultats rapportés au tableau 6.1

la pression au foyer géométrique de 60 MPa à 48 MPa, le diamètre du cratère formé dans du plâtre de Paris serait de l'ordre du millimètre, c'est-à-dire limité au site où la pression atteint ou excède 48 MPa. Lin *et coll.* [132] ont observé le même phénomène en histotritie alors que la taille de la lésion correspondait précisément à l'étendue de la zone où la pression atteignait le seuil de cavitation.

La capacité d'érosion de l'appareil présenté dans le cadre de cette thèse peut difficilement être comparée aux performances des lithotriteurs conventionnels en raison de la différence entre leur mécanisme d'action. En effet, le système proposé a démontré sa capacité à pulvériser la surface des pierres en fine poudre (taille des particules estimée à  $\text{m}$ ), alors que les lithotriteurs extracorporels conventionnels fragmentent les pierres en débris dont la taille finale reste généralement de l'ordre du millimètre [75, 175]. Cette différence fondamentale dans le mécanisme d'action s'explique vraisemblablement par la signature temporelle de l'onde de choc ainsi que par le taux de répétition, soit le nombre d'ondes de choc émises par seconde. En effet, l'onde de choc d'un lithotriteur (se référer à la figure 2.4) possède une pression négative d'amplitude relativement faible par rapport à l'amplitude positive (moins de 25 %) ce qui favorise la génération de contraintes en tension dans la pierre—et donc de fragments plus ou moins grossiers—au détriment de la cavitation. De plus, la cavitation érode une infime quantité de matière à chaque onde de choc nécessitant un taux de répétition élevé pour produire un effet utile; ce n'est pas le cas en LEOC conventionnelle, alors que le taux de répétition est de l'ordre d'une onde de choc par se-

conde. À l’opposé, le taux de répétition de l’appareil proposé est significativement plus élevé (66 pps), ce qui permet à l’érosion de prendre le dessus sur la fragmentation en terme de perte de masse. Il est aussi probable que la fragmentation des pierres synthétiques (se référer à la figure 6.1) n’ait pas pu s’exprimer convenablement puisque la taille des pierres était supérieure à la taille de la zone effective (se référer à la figure 2.5). Les pertes de masse rapportée ici représentent donc le pire scénario ; l’utilisation de pierres synthétiques de taille inférieure à la zone focale aurait vraisemblablement produit des fragments comparables à ceux générés en BWL. Ainsi, il est difficile de définir une vitesse d’érosion propre aux lithotriteurs, mais Duryea *et coll.* [66] ont établi, *in vitro*, cette équivalence à environ 100 mg/min (pour de l’Ultracal 30) pour le lithotriteur piézoélectrique Piezolith 3000 (Wolf) utilisé en clinique.

Cela étant dit, le système proposé se compare favorablement aux appareils développés pour des applications similaires tels que ceux proposés par le groupe du professeur Cain de l’université du Michigan pour la même application (se référer au tableau 2.1 dans la section *histotritie*)<sup>3</sup>. Le tableau 6.2 compare le système développé dans le cadre de la présente thèse (LOCUS) à deux des appareils utilisés par le groupe de recherche du professeur Cain constitué d’un seul émetteur piézocomposite focalisé de 150 mm de diamètre, le premier (appareil [66]) ayant une profondeur focale de 120 mm et le deuxième (l’appareil [67]) ayant une profondeur focale de 150 mm. Ces émetteurs sont couplés à l’eau et fonctionnent respectivement à une fréquence centrale ( ) de 750 kHz (appareil ) et 1 MHz (appareil ). Tel que présenté dans ce tableau, l’efficacité d’érosion du système proposé est plus de sept (7) fois supérieure au premier appareil (0.0102 mg/OC *vs* 0.0014 mg/OC) et vingt-cinq (25) fois supérieure (0.0102 mg/OC *vs* 0.0004 mg/OC) à l’appareil lorsqu’on considère la masse érodée d’Ultracal 30 pour chaque onde de choc émise. La vitesse d’érosion de l’appareil proposé est aussi supérieure avec 40 mg/min contre 26 mg/min pour l’appareil malgré un taux d’émission des pulses quinze (15) fois plus faible. Ces résultats montrent que l’appareil proposé est plus performant que l’appareil , et ce, malgré une pression plus faible (60 MPa *vs* 76 MPa) et une surface émettrice près de deux (2) fois plus petite (96 cm *vs* 177 cm ). Cette supériorité en terme d’efficacité (mg/OC) et de vitesse d’érosion (mg/min) est probablement expliquée par l’effet bouclier<sup>4</sup> qui se produit à un taux d’émission élevé où les bulles de cavitation n’ont pas le temps de se dissiper entre deux ondes de choc [69]. Le système proposé semble cependant moins rapide que l’appareil qui affiche une vitesse d’érosion de 87 mg/min. Cette différence

---

3. À noter que les appareils du professeur Cain ne permettent pas de déplacer la zone effective contrairement au système proposé dans la présente thèse.

4. L’effet bouclier est traité en détails vers la fin de la présente section.

---



s'explique probablement par le fait que cet appareil ne produit pas un pulse unique, mais bien un train de cinq (5) pulses consécutifs à chaque émission. Ainsi, la quantité d'énergie injectée par pulse est plus importante et favoriserait la vitesse de désintégration de la pierre (voir discussion autour de l'équation (6.1) plus bas dans cette section). À noter que l'appareil proposé permet de générer une onde de choc dont l'amplitude atteint 80 % de celle produite par les deux appareils ( et ), et ce, malgré une surface émettrice près de 50 % inférieure, confirmant le bénéfice associé à l'amplification par guide d'onde dispersif.

Le système développé est aussi comparé à un troisième appareil du même groupe de recherche pour l'érosion de calculs urinaires [68]. Leur appareil est constitué d'un réseau annulaire comprenant onze (11) transducteurs piézocomposites ( kHz) de 50.8 mm de diamètre orientés vers un point focal commun (foyer géométrique). Chaque transducteur est muni d'une lentille acoustique permettant de focaliser l'énergie à une profondeur de 150 mm. Cet arrangement annulaire permet de combiner le champ de pression généré par le réseau de transducteurs à celui généré par un émetteur électrohydraulique tel qu'utilisé dans les lithotriteurs conventionnels utilisant cette technologie. Ce montage a été utilisé pour développer différents moyens d'accélérer le traitement des calculs rénaux en combinant la lithotritie conventionnelle à l'histotritie. Le tableau 6.3 compare cet appareil (sans la tête électrohydraulique) au système proposé par le LOCUS en termes de dimensionnement et de performance pour l'érosion de pierres faites à base de BegoStone Plus. D'abord, on observe que l'efficacité de l'appareil du LOCUS demeure supérieure à l'efficacité obtenue par Duryea *et coll.* [68], par un peu plus de 15 % (0.0034 mg/OC *vs* 0.0029 mg/OC). Cependant, la vitesse d'érosion est plus faible de 23 % (13.5 mg/min *vs* 17.5 mg/min) ce qui est probablement une conséquence du taux d'émission près de deux fois plus élevé pour l'appareil de Duryea *et coll.* [68] (66 pps *vs* 100 pps). L'appareil présenté par Duryea *et coll.* [68] se rapproche de la densité d'énergie surfacique de l'appareil du LOCUS alors qu'il génère le double de la pression (119 MPa *vs* 60 MPa) pour une surface émettrice 2.3 fois supérieure. Duryea *et coll.* [68] mentionnent cependant qu'ils doivent exciter leurs transducteurs avec une tension d'environ V (de type impulsion) pour produire ce niveau de pression ; à titre comparatif, l'appareil du LOCUS fonctionne avec une tension d'excitation de V seulement. Il est aussi important de noter que la recette utilisée par Duryea *et coll.* [68] pour la fabrication des pierres en BegoStone Plus diffère de celle utilisée dans cette thèse. En effet, Duryea *et coll.* [68] ont utilisé un rapport de 73 % de poudre, pour 24.5 % d'eau et 2.5 % d'albumine, alors que le BegoStone Plus fabriqué dans le cadre des présents travaux de doctorat était de 83 % de poudre pour 17 % de d'eau ( ). Or, selon les travaux de Esch *et coll.* [77] ainsi que de Simmons *et coll.* [232], plus la fraction de poudre de BegoStone Plus est importante et plus la pierre fabriquée

Tableau 6.2 Comparaison des caractéristiques du système proposé dans la présente thèse (LOCUS) à ceux utilisés par Duryea [66, 67] et comparaison de leurs performances pour l'érosion d'un modèle de calcul urinaire en Ultracal® 30

Appareil	Efficacité [mg/OC]	Vitesse d'érosion [mg/min]	Taux d'émission [pps]	$p^+$ [MPa]	Surface émettrice [cm <sup>2</sup> ]
LOCUS	0.0102 <sup>a</sup>	40	66	60	96 <sup>b</sup>
$\mathcal{A}$ [66]	0.0014	87	1000	$\approx 76$ <sup>c</sup>	177 <sup>d</sup>
$\mathcal{B}$ [67]	0.0004	26	1000	76	177 <sup>e</sup>

a. Valeur rapportée du tableau 6.1 pour l'Ultracal® 30.

b.  $19 \times \left[ \frac{\pi(25.4 \text{ mm})^2}{4} \right] = 9\,627 \text{ mm}^2 = 96.27 \text{ cm}^2$

c. Pressions  $p^-$  similaires rapportées pour [66] et [67], donc on estime une pression positive aussi similaire entre les deux systèmes.

d.  $\frac{\pi(150 \text{ mm})^2}{4} = 17\,671 \text{ mm}^2 = 176.71 \text{ cm}^2$

e. Voir note d

sera résistante. Ainsi, la pierre de BegoStone Plus utilisée au LOCUS était probablement plus difficile à éroder que celle utilisée par Duryea *et coll.* [68].

L'efficacité de l'appareil de BWL de Maxwell *et coll.* [148] a aussi été caractérisée *in vitro* à l'aide d'une pierre artificielle faite de BegoStone Plus. Ainsi, les taux d'érosion rapportés peuvent être directement comparés aux résultats présentés au tableau 6.3. Maxwell *et coll.* [148] rapportent la fragmentation complète de pierres cylindriques artificielles de BegoStone Plus (5 : 1, soit même composition que celles utilisées au LOCUS) de 6 mm de diamètre par 10 mm de diamètre (pour un volume de 280 mm<sup>3</sup>) en dix (10) minutes en moyenne. En utilisant une densité humide de 2022 kg/m<sup>3</sup> pour le BegoStone Plus (se référer au tableau 6.1), on obtient une perte de masse de 566 mg pour 10 minutes d'activation, se traduisant en une vitesse d'érosion de 56.6 mg/min. Ainsi, la vitesse d'érosion est environ quatre (4) fois plus rapide avec la BWL que par *érosion pure*. L'efficacité associée est de 0.0047 mg/*burst* sachant que chaque train d'onde (*burst*) est répété 200 fois par seconde, ce qui représente une amélioration de 38 % par rapport à l'appareil du LOCUS (0.0047 mg/*burst* vs 0.0034 mg/OC). Dans les conditions décrites, la BWL produit des fragments pouvant atteindre 3 mm, alors que l'érosion produit généralement des fragments au moins dix (10) fois plus petits ( $< 100 \mu\text{m}$ ). La fragmentation est donc plus facile à *obtenir* avec la BWL puisqu'un fragment résiduel de 3 mm de diamètre est considéré comme fragmenté en BWL, alors que le même fragment doit être réduit en poussière pour être considéré comme fragmenté en *érosion pure*. Il peut aussi sembler étonnant que la BWL parvienne à fragmenter efficacement des pierres avec seulement le dixième de la pression (6 MPa vs 60 MPa). Cependant, il a été démontré que la quantité d'énergie déposée sur





composites (            kHz) de 20 mm de diamètre montés sur une coupole de 270 mm d'ouverture et de 150 mm de rayon de courbure. Ils ont utilisé la même recette que Duryea *et coll.* [68] pour la fabrication des pierres, soit 73 % de poudre de BegoStone Plus, 24.5 % d'eau et 2.5 % d'albumine, donc produisant des pierres probablement moins résistantes que les pierres fabriquées dans le cadre de la présente thèse. Pour leurs tests, la pierre était immergée dans un bassin d'eau et contenue dans un cylindre d'agarose (hydrogel) dont les parois avaient une épaisseur d'environ 10 mm—en assumant que le schéma présenté dans leur l'article est représentatif du montage physique [69]. Selon Maxwell *et coll.* [150], le coefficient d'atténuation de ce type de gel est très faible (0.11 dB cm MHz) et son impédance acoustique est similaire à celle de l'eau. Ainsi, on estime que 99 % de l'énergie émise par leur appareil atteignait la pierre. Le tableau 6.4 compare les performances et la configuration de l'appareil proposé par Duryea *et coll.* [69] (sans l'application de la méthode de suppression des bulles de cavitation) par rapport au système proposé par le LOCUS. Ainsi, on remarque que l'efficacité de l'appareil de Duryea *et coll.* [69] est supérieure à celui du LOCUS (0.0240 mg/OC *vs* 0.0034 mg/OC), mais uniquement pour un taux d'émission de 1 pps, ce qui résulte en une vitesse d'érosion très faible de 1.4 mg/min comparativement à 13.5 mg/min obtenu avec le système du LOCUS .

Les résultats présentés par Duryea *et coll.* [69] montrent que la vitesse d'érosion augmente avec le taux d'émission, mais que l'efficacité de chaque onde de choc diminue. Ainsi, les performances de leur appareil s'approchent des performances de celui du LOCUS pour un taux d'émission de 500 pps (12 mg/min *vs* 13.5 mg/min), mais l'efficacité n'est alors que de 0.0004 mg/OC comparativement à 0.0034 mg/OC pour l'appareil du LOCUS. Selon Duryea *et coll.* [69], la diminution d'efficacité avec le taux d'émission est attribuable à l'effet bouclier produit par les bulles résiduelles de cavitation qui n'ont pas le temps de se dissiper entre deux ondes de choc lorsque le taux d'émission devient trop élevé. Leur approche est d'utiliser un transducteur indépendant dont le seul rôle est d'accélérer la dissipation des bulles résiduelles de cavitation. Par cette approche, ils montrent que l'efficacité d'érosion par onde de choc peut être maintenue tout en augmentant le taux d'émission. Ainsi, ils parviennent à obtenir une vitesse d'érosion maximale de 30 mg/min à un taux d'émission de 500 pps [69]. De la même façon, il serait probablement possible de contrôler la vitesse de dissipation des bulles résiduelles pour le système du LOCUS et théoriquement augmenter l'efficacité par onde de choc d'un facteur sept (7) et ainsi augmenter proportionnellement la vitesse d'érosion<sup>5</sup>. Pour ce faire, il semble qu'il soit

---

5. Duryea *et coll.* [69] rapporte un gain d'efficacité (en mg/OC) autour de trois (3) à 10 pps et de dix (10) à 100 pps et puisque l'appareil du LOCUS opère à 66 pps, on pourrait s'attendre à gain d'efficacité situé à mi-chemin entre ces deux valeurs, soit un gain d'environ sept (7) fois.

---

Tableau 6.4 Comparaison des caractéristiques du système proposé dans la présente thèse (LOCUS) à celui de Duryea *et coll.* [69] (sans la méthode de suppression des bulles de cavitation) et comparaison de leurs performances pour l'érosion d'un modèle de calcul urinaire en BegoStone Plus

Appareil	Efficacité [mg/OC]	Vitesse d'érosion [mg/min]	Taux d'émission [pps]	[MPa]	Surface émettrice [cm <sup>2</sup> ]
LOCUS	<i>a</i>				
[69] à 1 pps		<i>b</i>		<i>c</i>	<i>d</i>
[69] à 10 pps		<i>e</i>			
[69] à 100 pps		<i>f</i>			
[69] à 500 pps		<i>g</i>			

*a.* Valeur rapportée du tableau 6.1 pour le BegoStone Plus.

*b.* Valeur rapportée de 24 mg d'érosion pour 1000 pulses, donc 0.0234 mg/OC.

*c.* Valeur estimée, voir note au tableau 2.1

*d.*  $\frac{\text{mm}^2}{\text{mm}} = \text{mm}$  cm

*e.* Valeur rapportée de 3 mg d'érosion pour 1000 pulses, donc 0.0030 mg/OC.

*f.* Valeur rapportée de 0.5 mg d'érosion pour 1000 pulses, donc 0.0005 mg/OC.

*g.* Valeur rapportée de 0.4 mg d'érosion pour 1000 pulses, donc 0.0004 mg/OC.

suffisant d'injecter une onde sinusoïdale (fréquence : 0.5–1 MHz, durée : 100 µs) de basse amplitude (0.1 MPa) suivant l'émission de chaque pulse (délai : 500 µs) pour forcer la dissipation du nuage de cavitation [10, 69]. Ainsi, une efficacité de l'ordre de 0.024 mg/OC (0.024 mg/OC) serait probablement réalisable avec l'appareil du LOCUS et se traduirait par une vitesse d'érosion de près de 100 mg/min (100 mg/min) de BegoStone Plus au même taux d'émission de 66 pps ! Cette avenue devrait sans doute être explorée pour le développement futur de l'appareil proposé. Par une autre approche, Ikeda *et coll.* [106] et Yoshizawa *et coll.* [279] présentent une méthode permettant d'amplifier le pouvoir d'érosion des bulles de cavitation en créant d'abord un nuage de bulles puis en forçant son effondrement soudain. Par cette technique, ils parviennent à éroder significativement des pierres d'Ultracal 30 en utilisant des niveaux de pression relativement faible (0.1 MPa). Ces récentes démonstrations de contrôle du phénomène de cavitation laisse entrevoir un potentiel de développement pour ce mode de désintégration des calculs urinaires.

En terminant, la vitesse d'érosion de 110 mg/min rapportée par Duryea *et coll.* [66] pour l'érosion d'une pierre en Ultracal 30 avec le lithotriteur Piezolith 3000 est plus de deux fois plus rapide que la vitesse d'érosion atteinte avec l'appareil proposé (40 mg/min). Cependant, le Piezolith 3000 produit majoritairement des fragments de l'ordre du millimètre (1 à 2 mm), alors que l'appareil proposé produit des fragments au moins dix fois plus petits (0.2 mm). En clinique, cette fine poudre serait vraisemblablement évacuée beaucoup



plus facilement du rein ou de l'uretère [282], ce qui apparaît comme un avantage majeur pour cette technologie.

### 6.1.2 Confirmation de la cavitation

Une caméra haute vitesse (Caméra Photron FASTCAM SA-X Type 324k) et une lentille ont été utilisées afin de filmer la surface de pierres synthétiques lors de l'émission des ondes de choc par l'appareil du LOCUS. Les paramètres de l'appareil étaient les mêmes que ceux utilisés pour les tests d'érosion des pierres présentés à la section précédente, soit une tension d'excitation de  $V$ , un seuil de saturation de  $\%$ —ce qui se traduit en une pression  $\text{MPa}$  au foyer géométrique—et un taux d'émission de 66 pps. La caméra était réglée à la vitesse d'acquisition maximale disponible (200k images par seconde, pour une résolution temporelle de 5  $\mu\text{s}$ ) afin d'obtenir la résolution spatiale permettant de visualiser le phénomène de cavitation. La figure 6.2 présente les images obtenues. À titre de référence, la figure 6.3 présente l'évolution temporelle d'une bulle de cavitation—initialement présente dans le fluide et/ou créée par le pulse de pression précédent—durant le passage d'une onde de choc typique de lithotritie extracorporelle [82]. À noter que la signature temporelle de l'onde de choc générée par l'appareil du LOCUS (se référer à la figure 5.28f) est différente d'une onde de choc typique alors qu'elle est précédée d'une pression négative qui n'est pas présente en lithotritie extracorporelle conventionnelle.

La ou les bulles initiales identifiées comme (A) sur le cycle de cavitation de la figure 6.3 ne sont pas visibles sur la première image (figure 6.2a) puisque que leur taille est typiquement de l'ordre de  $\text{m}$ . Ces bulles de gaz initiales sont relativement stables (légères oscillations) alors que les forces qui agissent sur elles sont en équilibre. L'augmentation subite de la pression dans le fluide au temps  $t$ , provoquée par le passage de la portion compressive de l'onde de choc, écrase les bulles initiales et entraîne leur effondrement initial (B) [234]—non apparent à la figure 6.2a. Bien que non représentés sur le schéma de la figure 6.3, les résultats de simulation rapportés par Turangan *et coll.* [258] portent à croire que la bulle subit à cet instant une succession rapide (durée totale  $\text{s}$ ) de micro-expansions/micro-effondrements très violents qui génèrent des micro-jets de liquide à haute vitesse ( $\text{km/s}$ ) et des ondes de choc secondaires de forte amplitude ( $\text{GPa}$ ) dirigés vers la pierre et qui participent à son érosion.

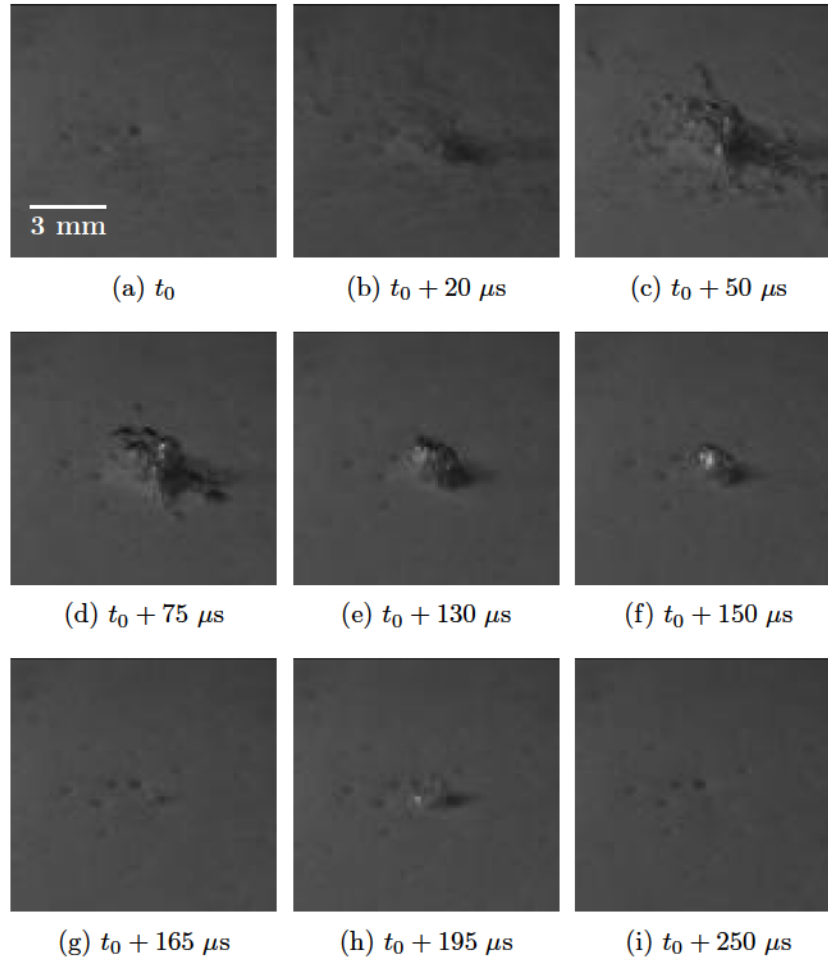


Figure 6.2 Images haute vitesse (200k images par seconde, résolution temporelle de 5 ns) au foyer géométrique de l'appareil à la surface d'une plaque de BegoStone Plus dans l'eau dégazée—La pression négative de l'onde de choc est atteinte à la première image (a), soit à  $t_0$ .

Les bulles entrent ensuite dans une phase d'expansion inertielle<sup>6</sup> (C) amplifiée par le passage de la portion négative du pulse de pression [234]. Cette phase correspond à la figure 6.2b où la taille des bulles augmente graduellement. Tel que présenté à la figure 6.3, les bulles de gaz atteignent leur taille maximale en (D), soit environ 150 ns après le passage de l'onde de choc [234]. Dans le cas de l'appareil du LOCUS, cet état se produit plus rapidement, soit seulement 50 ns après le temps  $t_0$  (voir figure 6.2c). Cette différence s'explique probablement par la différence dans la durée de la pression négative suivant l'onde de choc qui est plus courte pour l'appareil du LOCUS que pour un lithotriteur conventionnel (1 ns *vs* 4 ns) tel que discuté par Huber *et coll.* [104]. À l'instant (D),

6. Cette phase est dite inertielle, car durant cette période, la dynamique de la bulle n'est plus causée par les variations de pression, mais seulement par l'inertie du fluide qui entoure la bulle.



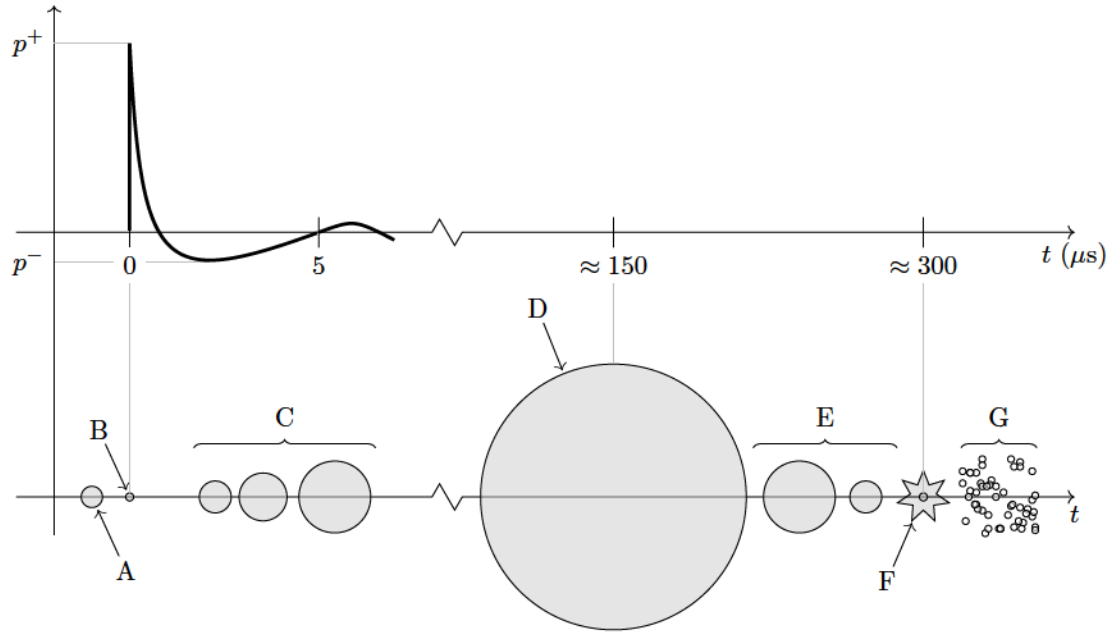


Figure 6.3 Évolution temporelle d’une bulle de cavitation lors du passage d’une onde de choc typique utilisée en lithotritie extracorporelle—(A) bulle initiale stable, (B) compression par la pression positive de l’onde de choc, (C) expansion sous l’effet de la pression négative, (D) taille maximale, (E) effondrement violent, (F) bulle effondrée et (G) prolifération des bulles. Schéma adapté de la publication de Fernández *et coll.* [82].

la pression autour des bulles—pression atmosphérique dans le fluide—est supérieure à celle dans les bulles (le vide). Les bulles entament donc un effondrement asymétrique—à cause de la paroi—violent [50] (E) qui culmine avec la production d’un micro jet de liquide à haute vitesse ( m/s) [170] dirigé vers la pierre et l’émission d’une onde de choc secondaire de forte amplitude ( MPa) en (F) qui participent à l’érosion de la pierre [44]. Cette séquence implosive correspond aux figures 6.2d à 6.2g pour l’appareil du LOCUS, alors que l’*explosion* observée à la figure 6.2h correspond à l’instant (F). À noter que cette explosion se produit environ 150 s (au temps s) après que les bulles aient atteint leur taille maximale (au temps s), soit après le même temps que la séquence illustrée à la figure 6.3 de D à F. Finalement, un nuage de bulles (G) est créé à la suite de l’effondrement final (F) des bulles de cavitation [197] et le cycle recommence. La concordance entre le cycle typique d’une bulle de cavitation (figure 6.3) et le comportement des bulles observées à la surface du BegoStone Pulse (figure 6.2) suggère que l’érosion observée est bel et bien le fruit de la cavitation.

### 6.1.3 Transmission dans les tissus biologiques

Les capacités d'érosion de l'appareil ont aussi été évaluées en ajoutant des couches de tissus biologiques devant la pierre afin de se rapprocher des conditions réelles d'utilisation. À cet effet, un rein de porc (20 mm d'épaisseur) et un flanc de porc avec les côtes (30 mm d'épaisseur) ont été utilisés afin d'évaluer l'influence du type et de l'épaisseur du tissu sur le taux d'érosion d'une pierre synthétique. Les tissus biologiques étaient préalablement baignés dans l'eau puis dégazés afin de retirer l'air qui aurait pu s'introduire lors de leur manipulation. Cette précaution est nécessaire puisque les bulles d'air emprisonnées dans les tissus auraient agi comme bouclier artificiel au passage des ondes de choc. Deux configurations ont été testées : (i) en plaçant les tissus biologiques en contact direct avec la pierre et (ii) en laissant un espace d'eau (      mm) entre le tissu et la pierre. L'espace d'eau a été créé en insérant un espaceur annulaire (anneau en plastique de 10 mm d'épaisseur) entre la pierre et le tissu biologique de manière à ce que le tissu ne soit pas en contact avec la pierre. De cette façon, différentes conditions d'interaction tissu-pierre ont pu être testées afin d'évaluer leur influence sur l'efficacité d'érosion et les dommages aux tissus environnants. Des pierres synthétiques en Ultracal 30 (      ) ont été utilisées lors de ces tests. La figure 6.4 présente le montage utilisé.

Tel qu'anticipé, les taux d'érosion obtenus pour l'Ultracal 30 placé derrière un tissu biologique étaient inférieurs à ceux obtenus pour une exposition directe aux ondes de choc, ce qui confirme qu'une partie de l'énergie des ondes de choc est absorbée par le tissu. Les taux d'érosion obtenus pour les différentes conditions testées sont présentés au tableau 6.5. Ainsi, l'efficacité d'érosion diminue d'environ 30 %, passant de 0.0112 mg/OC à 0.0078 mg/OC, lorsqu'un rein de porc est placé entre la pierre et l'appareil, et diminue de 77 %, à 0.0026 mg/OC, lorsque le rein est remplacé par un flanc de porc. La présence d'os dans le flanc et son épaisseur supérieure à celle du rein semblent donc augmenter l'absorption des ondes de choc. De plus, le taux d'érosion diminue à son niveau le plus bas enregistré (0.0018 mg/OC) lorsque le rein de porc est placé directement sur la pierre (même montage qu'à la figure 6.4, mais sans l'espaceur annulaire).

En éliminant l'espace entre le tissu et la pierre, il semble que l'érosion ait été transférée de la pierre vers le tissu. En effet, la cavitation a créé une lésion de près de 7 mm de diamètre tel que montrée à la figure 6.5. Cette *ablation* du tissu biologique n'a pas été observée pour les tests où le tissu et la pierre étaient séparés. La profondeur du cratère créé par les ondes de choc dans la pierre a ainsi été réduite à seulement 0.5 mm dans ces circonstances. Ainsi, la présence d'os dans le trajet des ondes de choc ainsi que la proximité du tissu avec la pierre sont deux facteurs limitant les performances de l'appareil. Les conséquences pour

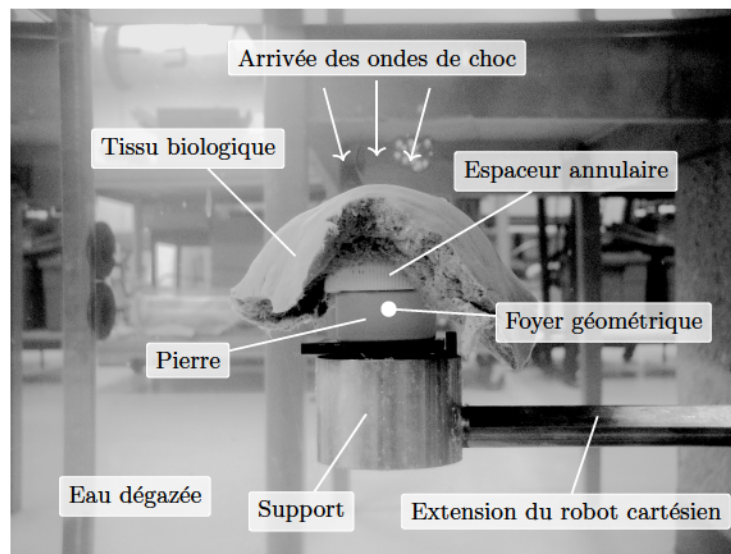


Figure 6.4 Montage de la pierre d'Ultracal 30 et du tissu biologique supportés par le robot cartésien au foyer géométrique de l'appareil du LOCUS—La position de la pierre est ajustée de sorte que le foyer géométrique se situe 5 mm sous la face supérieure de la pierre comme pour les tests d'érosion présentés à la section 6.1.1. Cette image montre l'espaceur annulaire utilisé pour séparer le tissu biologique de la surface de la pierre, cet espaceur n'étant pas présent dans les autres cas.

Tableau 6.5 Influence de la présence d'un tissu biologique devant une pierre synthétique en Ultracal 30 (hydratée) sur le taux d'érosion *in-vitro*—Réglages de l'appareil du LOCUS durant ces tests : tension d'excitation de 10 V, seuil de saturation de 100 % et taux d'émission de 66 pps pour une pression estimée au foyer géométrique dans l'eau (pas de tissu) de 10 MPa. Durée d'exposition pour chaque test : 30k ondes de choc (7 minutes et 35 secondes).

Tissu	Couche d'eau entre la pierre et le tissu ?	Perte de masse		Profondeur du cratère [mm]
		[mg]	[mg/OC]	
Directe (pas de tissu)	—	336	0.0112	4.0
Rein de porc	Oui	234	0.0078	2.3
Flanc de porc	Oui	78	0.0026	1.7
Rein de porc	Non	54	0.0018	0.5

une utilisation clinique sont les suivantes. D'abord, l'appareil doit être positionné de sorte qu'il n'y ait pas de structure osseuse sur la trajectoire empruntée par les ondes de choc afin de limiter les réflexions vers la source limitant l'efficacité des ondes de choc ; cette recommandation est cohérente avec la *bonne pratique* en lithotritie extracorporelle par ondes de choc [234]. De plus, il semble y avoir un risque réel de dommage au tissu si la surface à éroder est en contact avec celui-ci. Ainsi la procédure de traitement devrait : (i) soit inclure une vérification préalable afin de s'assurer que ce n'est pas le cas ou (ii) prévoir une étape préalable où un liquide est injecté au site de traitement de sorte que la surface de la pierre à traiter baigne dans le liquide. Les pierres situées dans l'uretère seraient probablement plus difficiles à traiter alors qu'elles sont en contact direct avec les tissus (les parois de l'uretère) ; spécialement les pierres de grande taille (      cm). À l'opposé, les patients souffrant de pierres situées dans le rein ou la vessie seraient probablement les meilleurs candidats.

En terminant, l'ablation de tissus sains durant un traitement de lithotritie extracorporelle est évidemment indésirable et tous les moyens doivent être mis en place afin de l'éviter. Cependant, d'autres domaines de la santé tel que l'oncologie s'intéresse déjà à ce type d'appareil afin de réaliser l'ablation contrôlée de tissus indésirables. D'ailleurs, les travaux actuels en histotritie sont majoritairement orientés dans ce sens [13, 213, 222]. À cet effet, il serait intéressant de développer une surface permettant de favoriser et/ou contrôler précisément la cavitation lorsque qu'un tissu biologique est en contact avec celle-ci. Bref, l'appareil présenté ne pourrait vraisemblablement pas adresser la totalité des conditions rencontrées en urologie, mais semble déjà présenter un potentiel réel pour l'ablation de tissus.

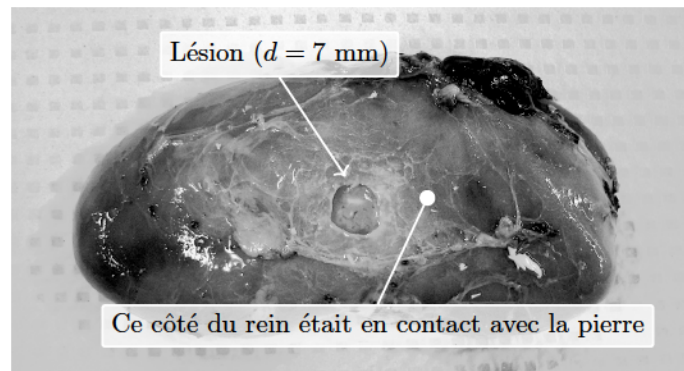


Figure 6.5 Lésion induite par la cavitation sur la paroi externe du rein qui était en contact avec la pierre lors de l'exposition aux ondes de choc—Se référer à la dernière ligne du tableau 6.5 pour les conditions de test.



## 6.2 Essais animaux *ex vivo*

L'objectif principal de cette démonstration préliminaire de faisabilité était de vérifier que l'appareil conçu était en mesure de fragmenter des pierres d'Ultracal 30 implantées dans le pelvis du rein de porcs (âge moyen : 2–3 mois, masse moyenne : 25 kg) *ex vivo*. Ce modèle de calcul a été sélectionné puisqu'il est fréquemment utilisé pour l'évaluation *in vitro* des performances des lithotriteurs extracorporels [43, 121, 162, 185, 190, 220] et parce qu'il a été démontré que les propriétés acoustiques et mécaniques de l'Ultracal 30 sont similaires à la médiane des propriétés des calculs urinaires d'origine naturelle [155]. Le porc est considéré comme un bon modèle animal pour les recherches endo-urologiques, en particulier parce que les reins du porc ont sensiblement la même taille que les reins humains [216]. À ce stade, les tests sont faits *ex vivo* d'abord parce qu'il est plus facile d'introduire des pierres artificielles dans les reins lorsque le porc n'est plus en vie et ensuite pour s'assurer que la pierre demeure immobile durant le traitement ; autrement elle bougerait à cause des mouvements liés à la respiration [239]. Il est clair que l'objectif ultime d'un lithotriteur à zone effective variable est de pouvoir ajuster la taille et la position de la zone effective en fonction de la position et de la taille de la pierre. Cependant cette démonstration dépasse le cadre de cette étape préliminaire de faisabilité alors qu'elle nécessiterait un système à dix-neuf (19) canaux indépendants et l'implantation d'un système d'imagerie complémentaire.

Le deuxième objectif de ces essais *ex vivo* était de confirmer les observations faites *in vitro* pour le flanc de porc selon lesquelles la présence d'os (côtes) dans la trajectoire des ondes de chocs altère la capacité d'érosion du lithotriteur. À savoir que cette situation—par exemple une malformation squelettique—est une contraindication à l'administration d'un traitement de lithotritie extracorporelle par ondes de choc chez l'humain [259].

### 6.2.1 Méthodologie

#### Quantification du pouvoir d'érosion du lithotriteur

La capacité d'érosion du lithotriteur a été quantifiée en terme de masse perdue en milligramme [mg]. La vitesse d'érosion en milligramme par minute [mg/min] et l'efficacité d'érosion en milligramme par onde de choc [mg/OC] ont ensuite été calculées à partir de la fréquence d'émission et la durée de l'exposition aux ondes de choc. La masse perdue a été obtenue en calculant la différence entre la masse initiale et la masse finale des pierres à la suite de leur exposition aux ondes de choc. Les pesées ont été réalisées pour des pierres hydratées, c'est-à-dire suivant une période de trempage d'au moins 12 heures dans l'eau de l'aqueduc dégazée. Les pierres étaient roulées sur un papier absorbant préalable-

---



ment imbibé d'eau avant chaque pesée de manière à retirer l'excédent d'eau superficiel sans absorber l'eau se situant à l'intérieur des pierres. Les mesures de masse ont été réalisées sur une balance de grande précision (modèle PI-225D, répétabilité 0.02 mg, Denver Instrument, New-York).

Vingt (20) pierres ont ainsi été confectionnées—les détails de la méthode de la confection des pierres est présentée à la section suivante, mises à tremper puis pesées. Les pierres étaient ensuite placées dans des sacs individuels de plastique transparent et étanche remplis d'eau dégazée. Des vingt (20) pierres, seulement huit (8) ont été implantées, les douze (12) autres ont servi de contrôles pour quantifier la perte de masse attribuable à leur manutention et leur conservation dans les sacs (trempage). Les pierres ont été produites en fin de journée puis pesées le lendemain matin. La pesée finale des vingt (20) pierres a eu lieu le surlendemain en fin d'après-midi. Les douze (12) pierres de contrôle ont été transportées de l'Université de Sherbrooke vers l'animalerie du CHUS, aller-retour, de sorte que les pierres de contrôle soient soumises aux mêmes conditions de transport que les huit (8) pierres implantées.

### Fabrication des pierres artificielles

Il a été convenu d'implanter une pierre en plâtre de Paris (plâtre le plus facile à éroder) dans un des deux reins du porc et d'implanter une pierre en Ultracal 30 dans l'autre rein. L'objectif était essentiellement d'utiliser les pierres en plâtre de Paris pour valider la procédure d'alignement de l'appareil, alors que les pierres en Ultracal 30 servaient à quantifier le pouvoir d'érosion de l'appareil. Ainsi, la moitié des pierres—dix (10) pierres sur les vingt (20) fabriquées—ont été moulées avec du plâtre de Paris ( ) et l'autre moitié avec de l'Ultracal 30 ( ).

Des billes de tungstène (1.57 mm de diamètre) ont été incorporées aux pierres lors de leur fabrication. Le tungstène étant un des métaux les plus denses sur Terre (  $19.3 \text{ kg/m}^3$  — similaire à l'or), une faible épaisseur suffit pour bloquer les rayons-X et former une tâche bien visible en fluoroscopie. L'ajout des billes au sein des pierres facilite l'identification des pierres en fluoroscopie, ce qui permet de les localiser sans recourir au service d'un expert (radiologue). De plus, les billes étant plus petites que les pierres et plus petites que la zone effective du lithotriteur, leur présence n'entrave pas significativement l'érosion des pierres. Les pierres en plâtre de Paris ont reçu une bille, alors que les pierres en Ultracal 30 en ont reçu deux (2) afin de les distinguer en fluoroscopie et ainsi faciliter la distinction entre le rein droit et le rein gauche. Cet artifice permettait d'éliminer le risque de viser la mauvaise pierre—et donc le mauvais rein—lors du positionnement du porc sous le lithotriteur.

Les pierres ont été moulées dans des petits tubes formés de l'enroulement d'une bandelette de plastique transparent retenue avec du ruban adhésif. La figure 6.6 présente un exemple du moule. Une barre de 4.75 mm a été utilisée pour enrouler les bandelettes formant les tubes de moulage. Les tubes étaient maintenus à la verticale et scellés à un bout en encastrant leur extrémité inférieure dans un morceau de pâte à modeler. Le remplissage des tubes s'est fait à l'aide d'une seringue. Les tubes étaient d'abord remplis partiellement de plâtre liquide—jusqu'au tiers de la hauteur des tubes environ—et laissés à sécher jusqu'à ce que le mélange devienne un peu plus solide. Ce moulage *séquentiel* a permis d'introduire les billes de tungstène dans les pierres sans lesquelles ne se retrouvent à l'extrémité de celles-ci par gravité. Les billes étaient ensuite recouvertes du même mélange de plâtre restant dans la seringue pour compléter la pierre. Le tube était rempli à ras bord pour les pierres ne requérant qu'une seule bille (plâtre de Paris). Par contre, le processus a été répété si plus d'une bille par pierre était nécessaire (*p. ex.* pour Ultracal 30). Plus d'une cinquantaine de pierres ont été fabriquées, mais seulement les vingt (20) pierres présentant le moins de défauts de moulage (bille au fond, bulle d'air, etc.) ont été retenues pour l'étude.

Le mélange est demeuré dans les tubes durant 12 heures avant le démoulage afin que le processus de durcissement soit complété. Le démoulage s'est fait en retirant les tubes de leur socle en pâte à modeler puis en déroulant les tubes retenus par du ruban adhésif. La longueur des pierres a ensuite été ajustée à environ 7 mm en sablant délicatement leurs extrémités tout en prenant soin de ne pas retirer la ou les billes. Les pierres ont ensuite été placées dans de l'eau dégazée dans leur sac étanche individuel jusqu'à la pesée initiale. La figure 6.7 présente un exemple de pierre en Ultracal 30. Elle est de forme cylindrique de mm de diamètre et de mm de hauteur, soit de la taille recommandée par M. Sourial, étudiant en médecine (spécialité : urologie), pour cet essai animal. Le tableau 6.6 présente les caractéristiques de l'ensemble des pierres moulées. Les pierres #7 à #10 et #17 à #20 ont été taillées plus petites que les autres afin d'avoir de plus petites pierres sous la main advenant le cas où le rein et/ou l'uretère du porc seraient plus petits que prévu.

Les dimensions des pierres fabriquées présentées au tableau 6.6 sont similaires aux dimensions des calculs rénaux naturels habituellement traités par LEOC, soit entre 3 mm et 20 mm ; les pierres de plus de 20 mm requérant généralement un autre type d'intervention [127]. De plus, le rein du porc étant plus petit qu'un rein humain adulte [216], il est approprié d'utiliser des pierres artificielles de dimensions se rapprochant de la limite inférieure des pierres humaines symptomatiques. La taille des pierres a aussi été restreinte

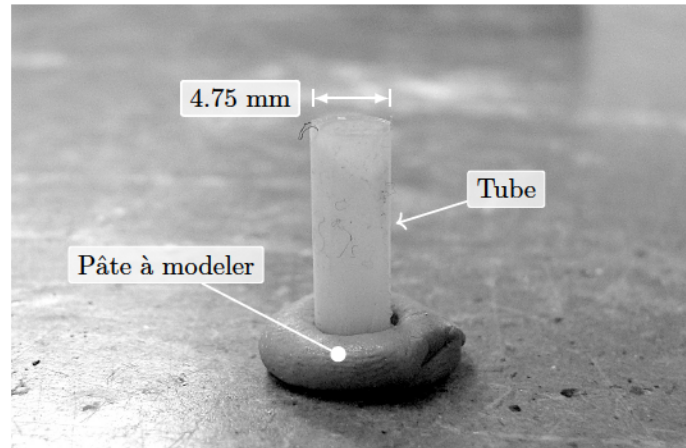


Figure 6.6 Moule cylindrique (4.75 mm de diamètre et 15 mm de hauteur) servant au moulage des pierres synthétiques en plâtre de Paris et en Ultracal 30

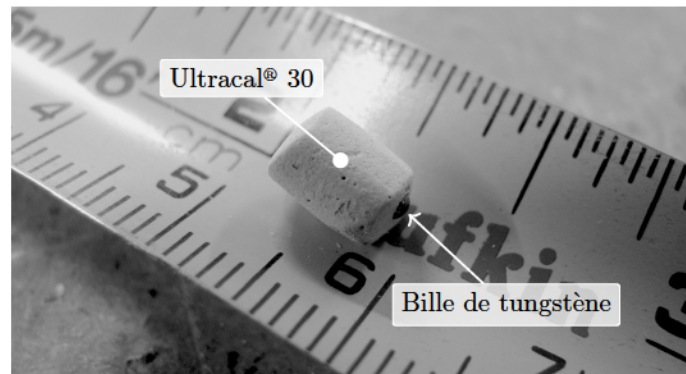


Figure 6.7 Exemple de pierre moulée en Ultracal 30 avec une bille apparente, l'autre bille étant située au cœur de la pierre ; la pierre fait 4 mm de diamètre et 15 mm de hauteur—Le plâtre n'est pas hydraté sur l'image.

afin que celles-ci puissent être insérées sans trop de difficulté dans le pelvis des reins de porc par l'entremise d'une incision pratiquée dans l'uretère. Pour ces raisons, le diamètre des pierres a été fixé à 4–5 mm.

### Préparation des porcs

Quatre (4) porcs ont été offerts par le professeur Dr Robert Sabbagh du CHUS, les porcs ayant préalablement été utilisés pour un atelier de chirurgie par laparoscopie. La réutilisation de ces porcs pour la présente étude a été préalablement approuvée par le comité d'éthique du CHUS. Les porcs identifiés #1 et #2 ont respectivement subi *in vivo* la dissection du rein droit et du rein gauche lors de l'atelier, ce qui consiste à détacher l'organe de l'uretère et de ses vaisseaux sanguins principaux. Ces reins ont été utilisés dans un délai de moins de 6 heures pour les essais avec le lithotriteur. Les porcs ont ensuite été euthanasiés avant l'introduction des pierres dans les reins. Les deux flancs du porc ont



Tableau 6.6 Dimensions approximatives et masse hydratée des pierres fabriquées—La masse des pierres inclut la masse des billes ( mg chacune, mesurée sur dix échantillons) moulées à même la pierre.

No.	Type de plâtre	Nombre de bille(s)	Masse [mg]	Diamètre [mm]	Hauteur [mm]
	Plâtre de Paris	1	253.5	5.23	8.41
	Plâtre de Paris	1	225.2	4.85	7.35
	Plâtre de Paris	1	128.4	4.45	5.42
	Plâtre de Paris	1	182.6	4.45	6.74
	Plâtre de Paris	1	175.6	4.49	6.71
	Plâtre de Paris	1	167.1	5.02	7.30
	Plâtre de Paris	1	124.4	4.32	5.11
	Plâtre de Paris	1	148.2	4.85	6.30
	Plâtre de Paris	1	118.3	4.94	5.12
	Plâtre de Paris	1	122.9	4.45	5.70
	Ultracal 30	2	251.0	4.79	7.53
	Ultracal 30	2	226.3	4.80	6.66
	Ultracal 30	2	270.8	4.64	8.40
	Ultracal 30	2	252.2	4.50	7.46
	Ultracal 30	2	274.8	4.96	7.64
	Ultracal 30	2	268.8	4.71	7.52
	Ultracal 30	2	177.7	4.57	6.15
	Ultracal 30	2	166.3	4.20	6.45
	Ultracal 30	2	184.3	4.60	6.64
	Ultracal 30	2	164.6	4.17	5.88

été rasés, d'abord à la tondeuse électrique, puis à la pioche, de manière à éliminer tous les poils au niveau des dernières côtes flottantes. Cette précaution a été prise afin de prévenir la formation de poches d'air lors de l'application du gel de couplage au site d'entrée des ondes de choc.

Une incision a été pratiquée sur l'abdomen du porc afin d'accéder aux reins. L'uretère a été coupée sur une longueur d'environ 10 mm à la base du rein afin de pouvoir y introduire la pierre et la pousser délicatement dans le pelvis du rein. La figure 6.8 montre une pierre lors de son implantation dans le rein droit d'un porc. De l'eau dégazée était ensuite ajoutée dans le pelvis du rein avec une seringue afin d'évacuer l'air introduit lors du positionnement de la pierre et ainsi se rapprocher des conditions *in vivo* où la pierre baigne dans l'urine. L'uretère était ensuite refermée de manière étanche avec un point de suture. De la même manière, la cavité abdominale de l'animal était remplie d'eau dégazée avant d'être refermée. Des points de suture et l'application de colle chirurgicale ont été nécessaires afin d'assurer l'étanchéité de l'ouverture. La même procédure a été suivie pour les deux reins qui avaient été préalablement disséqués lors de l'atelier de laparoscopie, à

la différence que ces reins ont d'abord été fixés aux tissus environnants de sorte qu'ils demeurent en place à leur position naturelle une fois l'abdomen refermé.

Les pierres ont été implantées de la manière suivante : une pierre en plâtre de Paris (une bille) dans un rein et une pierre en Ultracal 30 (deux billes) dans l'autre rein. Alors que les porcs #1 et #2 ont été traités le jour même, les porcs #3 et #4 ont été réfrigérés dans la nuit pour être traités seulement le lendemain. Le tableau 6.7 identifie les pierres qui ont été implantées dans chacun des quatre (4) porcs ainsi que les jours de traitement.

### Ciblage des pierres implantées

L'objectif du positionnement du porc sur la table de traitement (conçue spécialement pour l'étude) était de faire coïncider la pierre implantée dans le rein avec la zone focale (ou effective) du lithotriteur. Cette zone focale ne faisant que quelques millimètres de largeur, le positionnement devait être précis. En effet, des tests réalisées *in vitro* ont démontré que le lithotriteur produit un cratère d'environ 7.5 mm de diamètre dans du plâtre de Paris et de 5 mm dans de l'Ultracal 30 (voir la figure 6.1). Lorsque les pierres sont implantées dans le rein, les ondes doivent traverser plusieurs couches de tissus qui absorbent une partie de l'énergie émise, soit environ 6 % par centimètre de tissu [131]. Ainsi, la taille de la zone effective du lithotriteur en situation *ex vivo* est réduite par rapport à la taille mesurée *in vitro*, requérant une précision de positionnement millimétrique.

La table de traitement a été conçue de manière à obtenir le niveau de précision requis. Un schéma de la table est présenté à la figure 6.9. Le lithotriteur est monté à la verticale (la zone focale située sous les émetteurs) de sorte que l'eau demeure dans la poche de couplage par gravité. L'extrémité émettrice des générateurs est en contact avec l'eau dégazée, qui elle est supportée par la poche de couplage faite d'une feuille de silicone de 0.5 mm d'épaisseur.

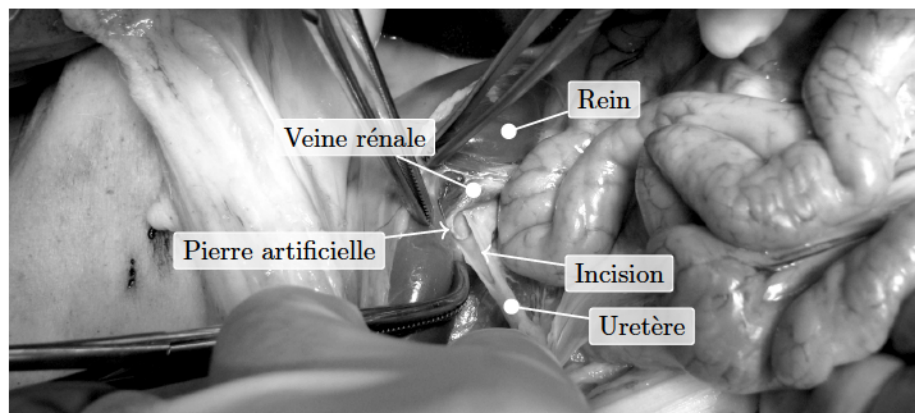


Figure 6.8 Implantation d'une pierre artificielle dans le pelvis du rein droit d'un porc par une incision pratiquée dans l'uretère à la base du rein



Tableau 6.7 Identification des pierres implantées dans chaque porc—L’astérisque (\*) identifie les reins disséqués en laparoscopie et rattachés à la paroi abdominale lors de l’implantation de la pierre.

No. porc	Rein	No. pierre	Type de pierre	Jour du traitement
1	Droit	*	Plâtre de Paris	<u>Jour même</u> de l’euthanasie
	Gauche		Ultracal 30	<u>Jour même</u> de l’euthanasie
2	Droit	*	Ultracal 30	<u>Jour même</u> de l’euthanasie
	Gauche		Plâtre de Paris	<u>Jour même</u> de l’euthanasie
3	Droit	*	Ultracal 30	<u>Lendemain</u> de l’euthanasie
	Gauche		Plâtre de Paris	<u>Lendemain</u> de l’euthanasie
4	Droit	*	Ultracal 30	<u>Lendemain</u> de l’euthanasie
	Gauche		Plâtre de Paris	<u>Lendemain</u> de l’euthanasie

Lors du traitement, le dessous de la poche de couplage vient s’appuyer contre le flanc du porc préalablement enduit de gel de couplage LithoClear™ (NEXT Medical Products, Bellingham, WA, É.-U.) spécialement conçu pour ce type d’application. Le porc est couché sur le côté lors du traitement.

Le lit de la table de traitement est une plaque de Lexan™ de 0.5 po d’épaisseur supportée par une structure en aluminium en forme d’échelle. La plaque de polycarbonate absorbe peu les rayons-X ce qui la rend quasi transparente en fluoroscopie. Le lit de la table peut être bougé verticalement (axe ) et horizontalement (axe ). La rotation de la manivelle permet de faire monter et descendre le lit grâce à un mécanisme de levage de type ciseau. Le cadre métallique supportant le lit est monté sur des coussinets à faible coefficient de frottement. Ces coussinets permettent de déplacer le lit par rapport à la table selon l’axe (se référer à la figure 6.9) afin de positionner le flanc du porc sous le lithotriteur.

La table a d’abord été ajustée avant son utilisation avec les porcs. Elle a été immobilisée à l’aide des freins sur les roues et des deux pieds en caoutchouc prévus à cet effet. L’émetteur central du lithotriteur a été remplacé par la tige focale, soit une barre de même diamètre que les guides d’ondes (25.4 mm) et terminée par une pointe. Cette barre est retenue par un collet (comme les générateurs) de sorte que l’extrémité de la pointe coïncide avec le foyer géométrique du lithotriteur. Cet ajustement a été fait en laboratoire avant les tests. Ensuite, la tige rétractable à double pointe a été ajustée de sorte que la pointe coïncide avec la pointe de la tige focale—donc qu’elle coïncide avec le point focal géométrique—et qu’elle soit parallèle au sol (figure 6.10a). Pour ce faire, la tige rétractable (filée) pouvait être déplacée selon son axe central en la vissant à l’intérieur de son bloc de retenue. Une fois la position désirée obtenue, la tige était sécurisée avec les deux écrous situés de part

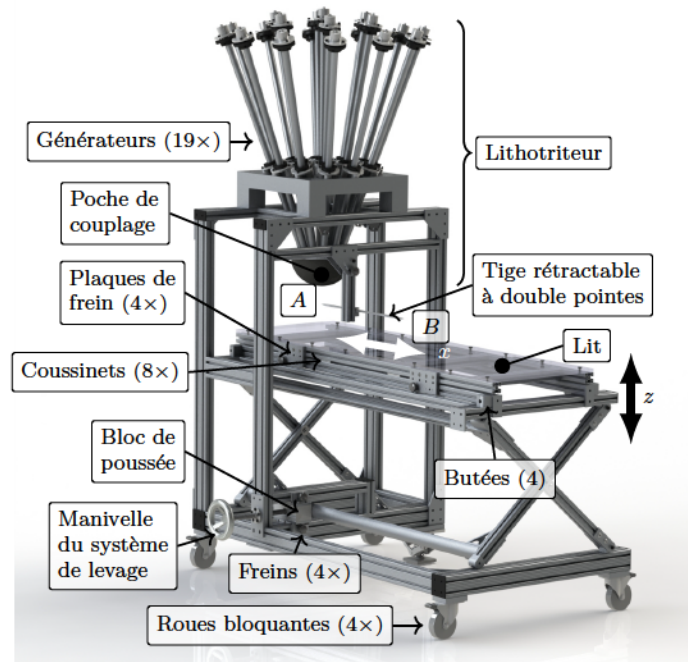
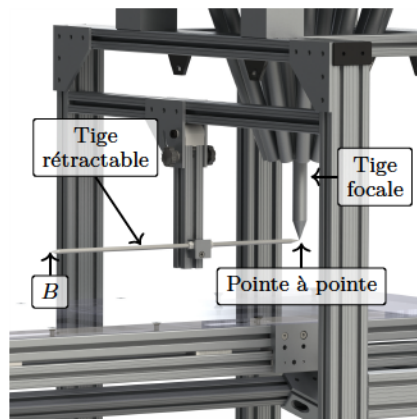


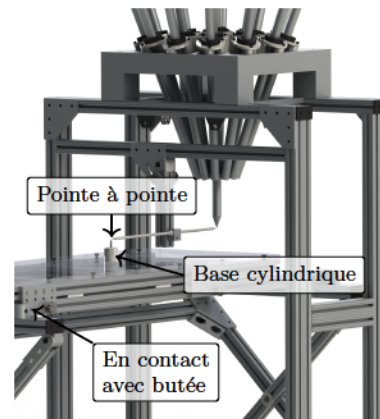
Figure 6.9 Table de traitement radio-transparente et lithotriteur à dix-neuf (19) générateurs

et d'autre du bloc de retenue. L'ajustement du parallélisme de la tige rétractable avec le sol s'est fait en desserrant la vis du bloc de retenu et en ajustant la face supérieure du bloc au niveau à l'aide d'un niveau à bulle, avant de resserrer la vis.

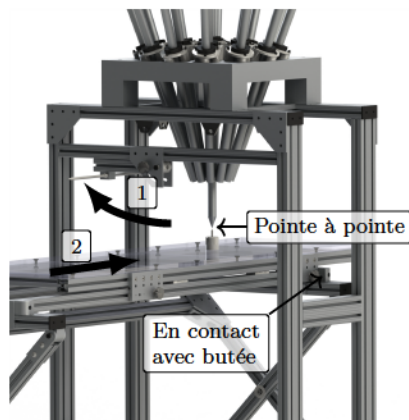
L'étape suivante consistait à ajuster la position des plaques de frein ( ) ainsi que l'orientation du lit de la table de sorte que le déplacement du lit en correspondre à la distance séparant les deux pointes de la tige rétractable ainsi que son orientation par rapport à la table. Pour ce faire, une pointe montée sur une base cylindrique (pointe ) a été placée sur le lit de la table (figure 6.10b) de sorte que son extrémité coïncide avec la pointe de la tige rétractable. Ce positionnement devait être fait avec : (i) le lit à la bonne hauteur (pour que les pointes se touchent) et le lit parallèle au sol (ajustement avec un niveau à bulle) pour que le lit soit parallèle à la tige rétractable et (ii) le lit à sa position la plus éloignée du lithotriteur en , c'est-à-dire avec les deux plaques de frein les plus éloignées du lithotriteur en contact avec les butées correspondantes. Ensuite, la tige rétractable était relevée et le lit était poussé en vers le lithotriteur jusqu'à ce que les autres plaques de frein entrent en contact avec leur butée respective. La pointe sur la table devait alors coïncider avec la pointe de la tige focale (figure 6.10c) ou alors la position du lit/butées était corrigée en utilisant les différents ajustements disponibles (figure 6.10d). Une fois les



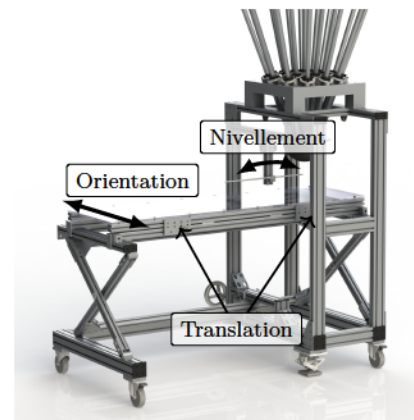
(a) Étape 1 : Nivellement de la tige rétractable et ajustement pour que la pointe coïncide avec la pointe de la tige focale



(b) Étape 2 : Positionnement de la pointe montée sur la base cylindrique de sorte qu'elle coïncide avec la pointe de la tige rétractable



(c) Étape 3 : Dégagement de la tige rétractable (1) et déplacement du lit (2) jusqu'aux butées ; les pointes devaient alors coïncider



(d) Ajustements possibles si les pointes ne se rencontraient pas à l'étape 3

Figure 6.10 Étapes de la procédure pour l'alignement du système de positionnement de la table de traitement

ajustements terminés, la tige focale étaient remplacée par le générateur d'ondes de choc central et la poche de couplage était fixée à son support et remplie d'eau dégazée.

Dans le but de valider la procédure *fastidieuse* de ciblage de la pierre, un montage simulant un porc a été conçu. Ce montage est présenté à la figure 6.11. Un bol cylindrique en plastique (non visible) était utilisé pour supporter la pierre à une certaine hauteur dans un récipient en plastique transparent (                      mm) rempli d'eau dégazée. Le bol était recouvert d'une mince feuille de silicone retenue par un joint torique sur sa périphérie. La pierre était déposée au centre de cette feuille. La feuille de silicone était ajustée de manière à créer un creux au centre pour que la pierre demeure immobile durant l'alignement de la table de traitement. Une rondelle métallique (non visible) a été ajoutée au fond du bol pour l'empêcher de flotter, et ce, sans interférer avec les images fluoroscopiques. La procédure de positionnement comprenait trois étapes principales ; elles sont présentées aux paragraphes suivants.

**Positionnement—étape 1 :** Avec la tige rétractable en position basse, la pointe était imagée avec le fluoroscope de l'animalerie du CHUS (Siremobil Compact-L, Siemens, Munich, Allemagne) en position verticale ( $0^\circ$ , récepteur sous le canon à rayons-X). La position du fluoroscope était ajustée jusqu'à ce que l'extrémité de la pointe coïncide avec le centre de la croix dessinée sur l'écran du fluoroscope (figure 6.12), en prenant soin de barrer les roues du fluoroscope après chaque déplacement. Le fluoroscope était ensuite basculé de  $90^\circ$  de manière à ce que le récepteur et le canon à rayons-X soient à l'horizontal ; cette rotation se faisant en prenant soin de ne pas déplacer le fluoroscope dans les autres axes. La hauteur du fluoroscope était ensuite ajustée jusqu'à ce que l'extrémité de la pointe coïncide avec la ligne pointillée sur l'écran (figure 6.12). La croix sur l'écran ayant été dessinée à main levée et sans grande précision, il était normal que la pointe se retrouve décalée par rapport à la croix lorsque le fluoroscope était placé à l'horizontal. La hauteur du fluoroscope était alors marquée par un trait au feutre à la base du piston supportant le bras en C du fluoroscope. Le bras du fluoroscope était ensuite ramené en position verticale ( $0^\circ$ ) afin de vérifier que l'alignement selon cet axe était toujours valide. Dans le cas contraire, la procédure était reprise depuis le début.

**Positionnement—étape 2 :** En prenant soin de ne pas déplacer le bras du fluoroscope, la tige rétractable était relevée, la table était tirée à sa position la plus éloignée du lithotriteur—puis barrée avec les freins—et le bac d'eau avec la pierre (modèle du porc) étaient placés sur le lit de la table. Le bac était initialement positionné sur le lit de sorte



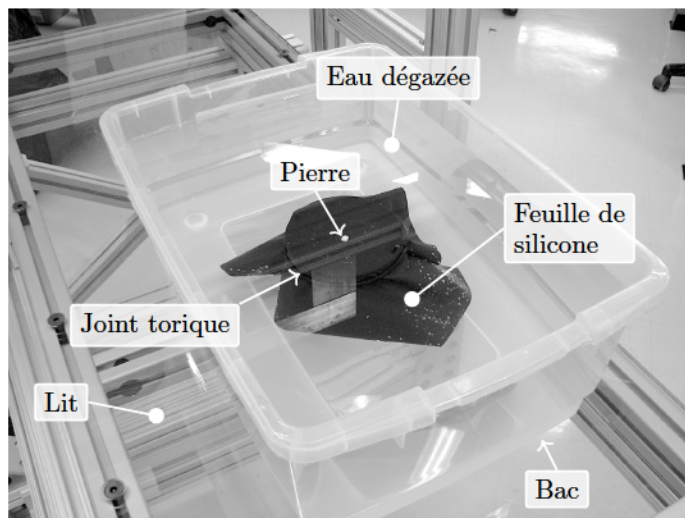


Figure 6.11 Montage imitant un porc ayant une pierre au rein utilisé pour la validation de la procédure de positionnement

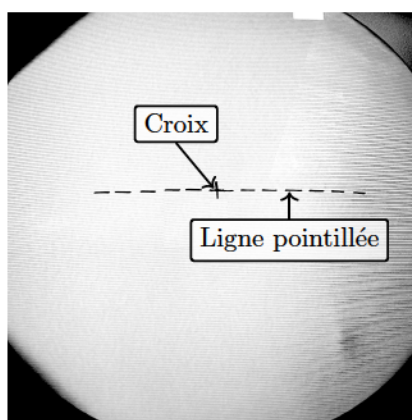


Figure 6.12 Croix et ligne pointillée dessinées sur l'écran du fluoroscope pour le positionnement du porc

que, à l'œil, la pierre soit traversée par la ligne imaginaire reliant le centre du canon à rayons-X au centre du récepteur. Une première image de la pierre était ensuite obtenue par fluoroscopie afin d'évaluer la distance séparant le centre de la pierre à traiter du centre de la croix sur l'écran du fluoroscope. Afin de préserver l'alignement initial réalisé sur la pointe de la tige rétractable, l'alignement de la pierre avec la croix se faisait *uniquement* en déplaçant le bac d'eau sur le lit de la table ; le fluoroscope ne pouvait pas être déplacé durant cette manœuvre. Le bras du fluoroscope était ensuite basculé en avant de  $90^\circ$ , en position horizontale, et sa hauteur était ajustée à la ligne tracée précédemment au feutre sur le piston. La hauteur de la pierre était ensuite ajustée en montant/descendant la table, avec la manivelle prévue à cet effet, jusqu'à ce que le centre de la pierre coïncide avec la ligne pointillée. Comme dernière vérification, le bras du fluoroscope était remis en position



verticale ( $0^\circ$ ) afin de s'assurer que l'alignement n'avait pas été perturbé selon cet axe lors de l'ajustement du bac et de la table de traitement.

**Positionnement—étape 3 :** La dernière étape consistait à débloquer les freins retenant le lit et à le glisser sous le lithotriteur jusqu'à ce que les plaques de frein entrent en contact avec les butées. Cette opération devait être faite avec précaution afin d'empêcher la pierre de se déplacer sur la feuille de silicone. Les freins étaient appliqués à nouveau une fois que le lit avait atteint sa position finale. Enfin, la poche de couplage était délicatement relâchée de sorte qu'elle se retrouve en suspension au dessus de la pierre sans y toucher. Au besoin, la quantité d'eau dans le bac était alors ajustée pour éviter que les ondes émises par les générateurs disposés en périphérie du lithotriteur (#8 à #19) ne traversent d'air lors de leur propagation vers la pierre.

Une fois la procédure d'alignement complétée, le lithotriteur était mis en marche et l'érosion de la pierre pouvait être constatée visuellement. La procédure a ainsi été vérifiée en confirmant que la pierre était érodée en plein centre. La figure 6.13 présente un exemple du résultat de l'érosion d'une pierre obtenu de cette manière. Tel que montré sur cette image, la taille des *fragments* est très petite et bien inférieure à un millimètre.

Une fois la procédure de positionnement validée, le modèle était remplacé par un porc avec une pierre. Le positionnement initial du porc se faisant en couchant le porc sur le côté (queue vers le lithotriteur) et en alignant grossièrement la dernière côte flottante (du côté du rein à traiter) avec la ligne imaginaire passant par l'axe central du fluoroscope. L'ajout des billes dans les pierres implantées (une dans un rein et deux dans l'autre) permettait : (i) de faciliter la localisation des pierres et (ii) d'éviter de confondre le rein droit avec le rein gauche. Ainsi, la position du porc était finement ajustée en tirant sur le drap sous le porc jusqu'à ce que la pierre à traiter coïncide avec la croix sur l'écran. Une fois la pierre positionnée au *point focal* du fluoroscope (croix et ligne pointillée), du gel de couplage était versé sur le flanc du porc approximativement à l'endroit où la poche de couplage allait s'appuyer. Le gel LithoClear™ était versé sur la peau directement à partir de son contenant de 5 litres (sans bouchon) de manière à éviter d'y introduire des bulles [167, 194]. La figure 6.14a montre un exemple de la quantité de gel appliqué et montre l'absence de bulles d'air dans l'amas de gel. Une fois le porc positionné sous le lithotriteur, la poche de couplage était relâchée pour qu'elle vienne s'appuyer sur le flanc du porc en s'assurant que le gel déborde sur toute la périphérie de la poche confirmant une distribution uniforme du gel (figure 6.14b).

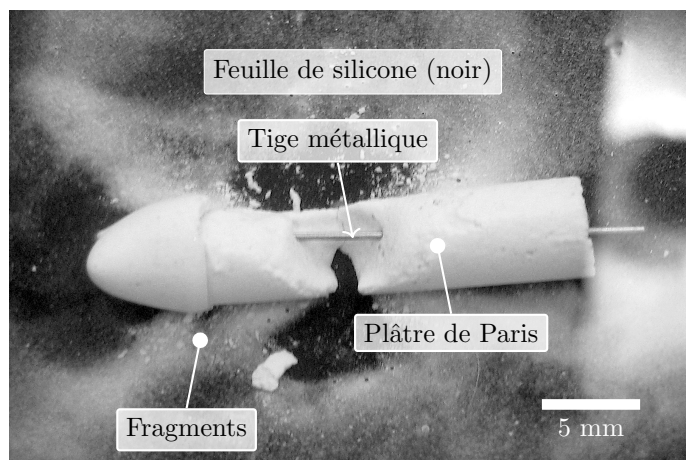
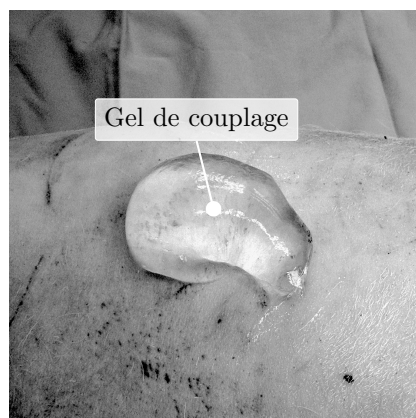
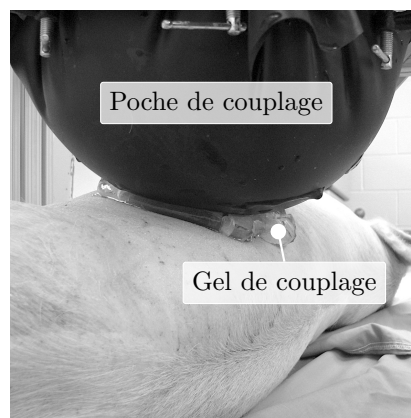


Figure 6.13 Érosion en plein centre d'une pierre utilisée avec le bac d'eau de la figure 6.11 pour valider la procédure de positionnement du porc—Cette pierre avait une tige métallique à la place d'une bille afin de faciliter son repérage en fluoroscopie



(a) Amas de gel versé sur le flanc rasé du porc de manière à éviter d'y introduire des bulles



(b) La poche de couplage s'appuie sur le flanc et écrase (de part son poids) uniformément le gel de couplage

Figure 6.14 Application du gel de couplage sur le flanc du porc (a) et étalement du gel sous le poids de la poche de couplage (b)

Alors que les porcs #1 et #2 ont été simplement couchés de côté sur la table de traitement—sans autre précaution, le flanc en contact avec le lit des porcs #3 et #4 a été surélevé de manière à dégager les côtes sur le flanc opposé (figure 6.15a). En effet, un des objectifs de cette étude était de vérifier l'influence de la présence de structures osseuses dans la trajectoire des ondes de choc. Ainsi, les deux premiers porcs ont été positionnés de manière à ce que les ondes passent par les côtes, alors que les deux derniers ont été positionnés de manière à les éviter. Le porc #4 (seulement lui) a aussi été légèrement tourné sur le dos (figure 6.15b), car cette position semblait encore plus favorable pour éviter les côtes et surtout la colonne vertébrale.

### Sélection des paramètres du lithotriteur

Les amplificateurs de puissance ont dû être sollicités en deçà de leur pleine capacité afin de préserver l'intégrité des transducteurs piézoélectriques. Lors d'une expérience précédente, il a été établi que la performance des transducteurs se détériorait de manière permanente lorsque le signal d'excitation dépassait  $V$ . Ainsi, afin de ne pas risquer d'endommager les transducteurs lors de cette étude, il a été convenu de débiter les tests avec les paramètres suivants : une tension d'excitation de  $V$ , seuil de saturation de  $\%$  et taux de répétition de 66 pps, soit les mêmes conditions que pour les essais réalisés *in vitro* (mode A). Advenant le cas où le taux d'érosion obtenu avec le mode A serait très faible, voir nul, il a été convenu d'utiliser le mode d'excitation B pour lequel la tension d'excitation est tout juste inférieure au seuil de dommage des transducteurs. Les paramètres du mode B étaient les suivants : tension d'excitation de  $V$ , seuil de saturation de  $\%$  et taux de répétition limité à un maximum de 25 pps (limitation des amplificateurs). Des mesures réalisées *in vitro* ont permis d'estimer l'amplitude de la pression positive de l'onde de choc produite pour les deux modes. Ainsi, avec les réglages du mode A, l'amplitude de l'onde de choc produite a été estimée à 60 MPa, alors qu'elle s'établissait à environ 100 MPa avec les réglages du mode B.

Le tableau 6.8 présente les traitements appliqués aux reins des quatre (4) porcs utilisés durant l'étude. Les porcs et les reins ont été traités selon leur ordre de présentation dans le tableau, en commençant par le haut du tableau. Les reins du premier porc ont été traités avec le mode d'opération A et la durée du traitement a été fixée à 45 min, soit une durée similaire à un traitement de LEOC standard [234]. À une fréquence de répétition de 66 pps, les pierres du porc #1 ont été exposées à  $\text{ondes de choc}$ . Cependant, puisque les pierres implantées dans le porc #1 n'ont subi aucune perte de masse significative lors du traitement (voir section 6.2.2), il a été convenu que le deuxième porc serait traité avec le mode d'opération le plus puissant, soit le mode B. La fréquence de tir étant réduite à

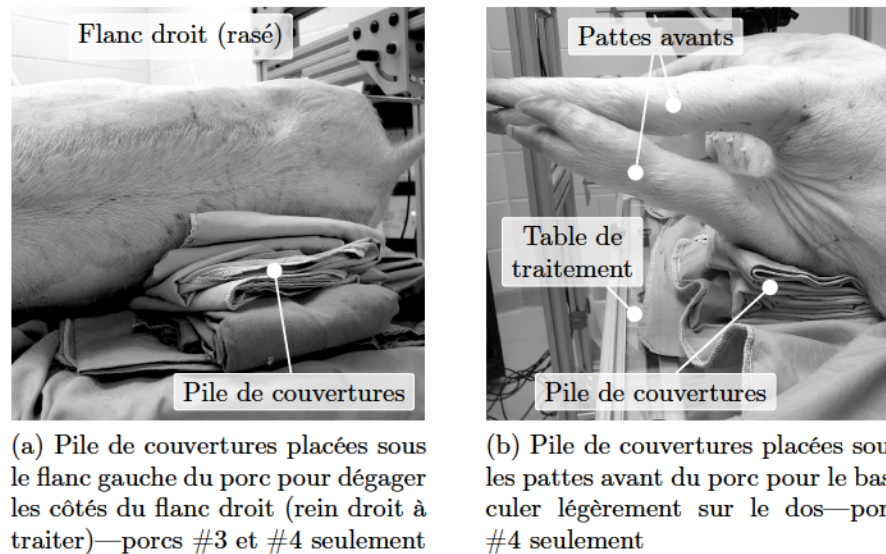


Figure 6.15 Disposition des couvertures sur la table de traitement pour dégager le flanc droit du porc et le tourner légèrement sur le dos de manière à enlever la présence de structures osseuses (colonne vertébrale et côtes) sur la trajectoire des ondes de choc

25 pps, la durée du traitement a été augmentée à 80 minutes pour le rein gauche du porc #2, pour un total de ondes de choc administrées. Le rein droit a quant à lui été traité avec seulement ondes de choc en raison de contraintes de temps. Les porcs #3 et #4 ont aussi été traités avec le mode d'opération B avec ondes de choc pour une durée de traitement de 53 minutes.

## 6.2.2 Résultats

### Apparition post-traitement d'une tache sur la peau

Le premier résultat fût de constater l'apparition systématique d'une tache rosée sur la peau des porcs à la suite de chaque traitement. La position de cette tache coïncidait avec le site d'entrée des ondes de choc sur la peau du porc. La figure 6.16a présente une photo d'une telle tache où le site d'entrée est encerclé au feutre. La figure 6.16b présente la même image, mais traitée numériquement pour mettre la tache en évidence; elle apparaît en rose sur cette image. Les taches avaient un contour irrégulier probablement causé par les variations de pression à la surface de la peau et des variations de la peau elle même. Les variations de pression étaient probablement dues à la variabilité d'émission inter-générateur ainsi qu'à l'angle d'entrée variable des ondes de choc dans la peau. Les taches ont été encerclées au feutre afin de suivre leur évolution dans le temps. Il a été observé qu'elles semblaient s'atténuer avec le temps malgré que le porc n'était plus en vie. Ainsi, il est probable

Tableau 6.8 Détails des traitements administrés—présenté en ordre chronologique

No. porc	Rein	Traitement		
		Mode	Durée [min]	
1	Droit	A	45 (	OC @ 66 Hz)
	Gauche	A	45 (	OC @ 66 Hz)
2	Gauche	B	80 (	OC @ 25 Hz)
	Droit	B	40 (	OC @ 25 Hz)
3	Gauche	B	53 (	OC @ 25 Hz)
	Droit	B	53 (	OC @ 25 Hz)
4	Droit	B	53 (	OC @ 25 Hz)
	Gauche	B	53 (	OC @ 25 Hz)

que le comportement de ces taches auraient été différent dans des conditions *in vivo*. Le mécanisme responsable de l'apparition des taches n'a pas été identifié formellement. À cet effet, Malaki *et coll.* [143] présentent un résumé des traumatismes potentiels reliés à la lithotritie extracorporelle et mentionne qu'on observe à l'occasion des effets secondaires cutanés (ecchymoses, hématomes et pétéchies) au site d'entrée des ondes de choc. Ils mentionnent aussi que l'apparition de ces taches est reliée à la puissance des ondes de choc ainsi qu'à la pression des ondes à la surface de la peau. Ainsi, pour une pression similaire au point focal, les lithotriteurs à grande ouverture comme le Modulith SLX-T (300 mm) et le P3000 (260 mm) sont moins susceptibles de créer ce genre d'effets secondaires. À titre comparatif, le lithotriteur proposé parvient à générer une pression similaire à ces deux lithotriteurs, mais son ouverture n'est que de 127 mm, produisant une zone d'entrée plus petite et donc une densité d'énergie plus grande au niveau de la peau. La littérature ne fait pas mention de dommage à long terme lié à ces *lésions*, mais on y mentionne que la présence de taches est souvent accompagnée de douleur (pincement) lors du traitement. La quantification de la douleur associée à l'appareil proposé n'a pas été évaluée dans le cadre de ces travaux.

Les taches se sont révélées d'une grande utilité lors de cette étude puisque leur position permettait d'identifier précisément le site d'entrée des ondes de choc et donc d'évaluer rapidement—au toucher—s'il y avait des structures osseuses dans la trajectoire des ondes de choc. L'examen des taches a donc permis de confirmer les traitements pour lesquels les ondes ont dû traverser des structures osseuses lors du traitement. Tel que prévu, les deux pierres des porcs #1 et #2 étaient cachées sous des structures osseuses. Ainsi, lorsque le porc était simplement couché sur le côté pour le traitement, le pelvis des reins se retrouvait



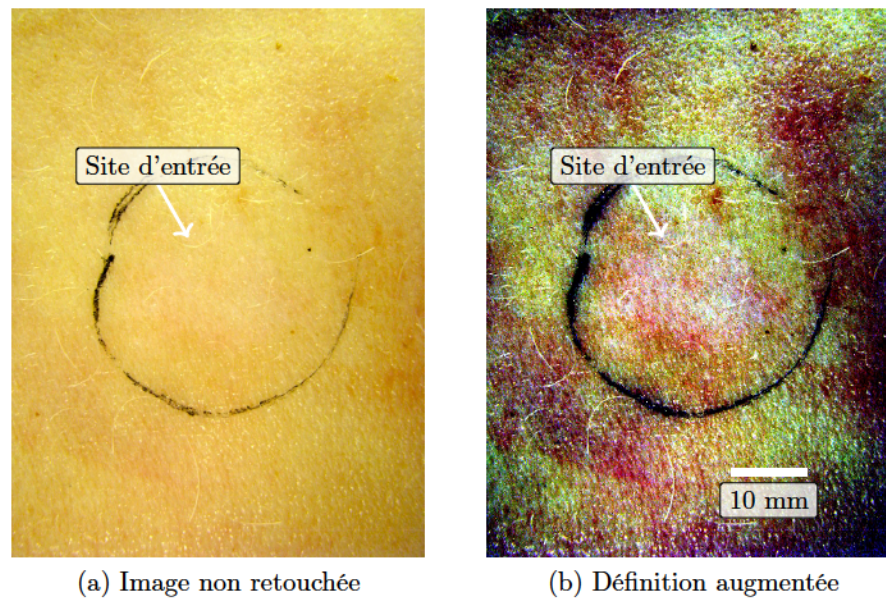


Figure 6.16 Légère décoloration de la peau observée au site d'entrée des ondes de choc—Le site d'entrée a été encerclé au feutre. *Note : L'image doit être visualisée en couleur afin d'identifier la tâche rosée sur l'image de droite*

sous les côtes et/ou une partie de la colonne vertébrale, obligeant les ondes à traverser ces structures avant d'atteindre la pierre.

La position surélevée (figure 6.15) du flanc opposé était supposée dégager le flanc traité et offrir une trajectoire libre de structure osseuse. La problématique rencontrée a été que les porcs #3 et #4 ont été réfrigérés la veille de leur traitement et étaient donc beaucoup moins souples que les porcs #1 et #2 traités le jour même; le dégagement des côtes avec l'ajout de couvertures sous le flanc n'a donc pas fonctionné dans tout les cas. Ainsi, la pierre #1 (plâtre de Paris) implantée dans le porc #3 s'est retrouvée sous les côtes malgré ce positionnement. Par contre, la tache générée lors du traitement de la pierre #13 (Ultracal 30) sur ce même porc indiquait que la moitié (50 %) des ondes avait passé par des os, alors que l'autre moitié (50 %) les avait évités. Le même constat a été fait pour le traitement de la pierre #15 (Ultracal 30) du porc #4. Ainsi, la seule pierre traitée sans l'interférence de structure osseuse fût la pierre #5 (plâtre de Paris) implantée dans le porc #3.

### Érosion des pierres implantées

Le tableau 6.9 comptabilise les pertes de masse de l'ensemble des pierres (témoins et implantées) ainsi que leurs dimensions finales. La dernière colonne rappelle le pourcentage approximatif—en terme de superficie approximative de la tache sur la peau—des ondes qui

étaient bloquées par les structures osseuses. Ce tableau rapporte aussi la masse moyenne perdue par les pierres témoins lors du trempage. Ainsi, la masse moyenne perdue par les pierres en plâtre de Paris et en Ultracal 30 étaient de  $35.4 \text{ mg}$  et  $11.1 \text{ mg}$  et

$11.1 \text{ mg}$  respectivement. Ces mesures confirment que les pierres en Ultracal 30 sont plus résistantes que celles en plâtre de Paris, alors qu'elles se dissolvent moins rapidement.

Il est intéressant de remarquer que les pierres témoins initialement petites (#7 à #10 et #17 à #20) sont celles qui ont perdu le plus grand pourcentage de leur masse. Ce résultat n'est pas surprenant sachant que le rapport surface-volume est plus grand pour les petites pierres et que l'érosion est un phénomène de surface. En ne considérant que les pierres témoins de taille normale (#3, #4 et #11, #12), la masse moyenne perdue se situe autour de  $35.4 \text{ mg}$  pour le plâtre de Paris et autour de  $11.1 \text{ mg}$  pour l'Ultracal 30, ce qui est près de la moitié de la moyenne calculée précédemment incluant les pierres de petite taille.

Le graphique de la figure 6.17 permet d'apprécier la perte de masse enregistrée pour les pierres implantées *vs* les pierres témoins. Selon ce graphique, l'érosion des pierres en plâtre de Paris pour les trois premiers porcs est non significative. En effet, la masse totale perdue pour les trois cas se situe dans la marge d'incertitude de la masse perdue par trempage (sauf pour le porc #1, mais très près de l'être). Cependant, la pierre implantée dans le porc #4 montre une perte de masse significative à  $119 \text{ mg}$ . À noter que cette pierre est la seule pierre à avoir bénéficié d'une trajectoire libre de structure osseuse. Ainsi, en attribuant une perte de  $51 \text{ mg}$  au trempage de cette pierre, les ondes de choc sont parvenues à éroder  $68 \text{ mg}$  de la pierre, soit  $73 \%$  de sa masse initiale. Le calcul de la vitesse et de l'efficacité d'érosion correspondants donne  $1.28 \text{ mg/min}$  et  $1.28 \text{ mg/OC}$ . La comparaison visuelle avant et après le traitement (figure 6.18) confirme que la majorité de la pierre a été érodée. Alors que la réduction du diamètre de  $4.5 \text{ mm}$  à  $3.5 \text{ mm}$  est probablement attribuable au trempage, la réduction de la hauteur de  $6.7 \text{ mm}$  à  $2.9 \text{ mm}$  a clairement été causée par les ondes de choc. Il est important de mentionner qu'aucun morceau de plâtre de l'ordre du millimètre n'a été observé lors de la dissection post-traitement du rein confirmant que la masse érodée a été réduite en fine poudre. Il semble aussi que la zone effective du lithotriteur était située à une extrémité de la pierre plutôt qu'en plein centre, ce qui expliquerait pourquoi seule une partie de la pierre (figure 6.18b) a été érodée. Il est donc fort probable qu'un nombre non négligeable d'ondes de choc administrées vers la fin du traitement n'ait servi qu'à *brasser* la poudre déjà érodée menant à sous-estimer la vitesse et l'efficacité d'érosion.

Tout comme pour les pierres en plâtre de Paris, la perte de masse constatée pour les pierres en Ultracal 30 implantées dans les deux premiers porcs est non significative par rapport

Tableau 6.9 Perte de masse des pierres synthétiques hydratées, leurs dimensions finales et rappel du pourcentage des ondes bloquées par les structures osseuses lors du traitement

	Masse sans bille [mg]		Perte de masse		Dimensions finales [mm]		
Pierre (porc)	Initiale	Finale	[mg]	[%]	Diamètre	Hauteur	Os [%]
<i>Pierres témoins en plâtre de Paris</i>							
	97.0	57.5	39.5	40.7	3.98	3.78	—
	151.2	119.9	31.3	20.7	4.34	5.91	—
	93.0	36.7	56.3	60.5	3.38	3.80	—
	116.8	52.3	64.5	55.2	3.65	4.14	—
	86.9	30.1	56.8	65.3	3.14	3.49	—
	91.5	31.4	60.0	65.6	3.31	3.55	—
	Moyenne :						
<i>Pierres implantées en plâtre de Paris</i>							
	222.1	174.3	47.8	21.5	4.56	7.06	100
	193.8	127.1	66.7	34.4	4.24	6.18	100
	144.2	25.3	118.9	82.5	2.89	3.53	0
	135.7	84.4	51.3	37.8	3.61	6.27	100
<i>Pierres témoins en Ultracal 30</i>							
	188.2	176.3	11.9	6.3	4.69	6.72	—
	163.5	153.2	10.3	6.3	5.58	6.37	—
	114.9	84.9	30.0	26.1	3.90	5.44	—
	103.5	71.2	32.3	31.2	4.03	5.17	—
	121.5	95.8	25.7	21.1	3.94	5.97	—
	101.8	75.8	25.9	25.5	4.08	5.85	—
	Moyenne :						
<i>Pierres implantées en Ultracal 30</i>							
	208.0	161.5	46.5	22.3	4.54	6.05	50
	189.4	175.2	14.2	7.5	4.38	6.80	100
	212.0	165.4	46.6	22.0	4.93	6.12	50
	206.0	186.9	19.1	9.3	4.70	7.23	100

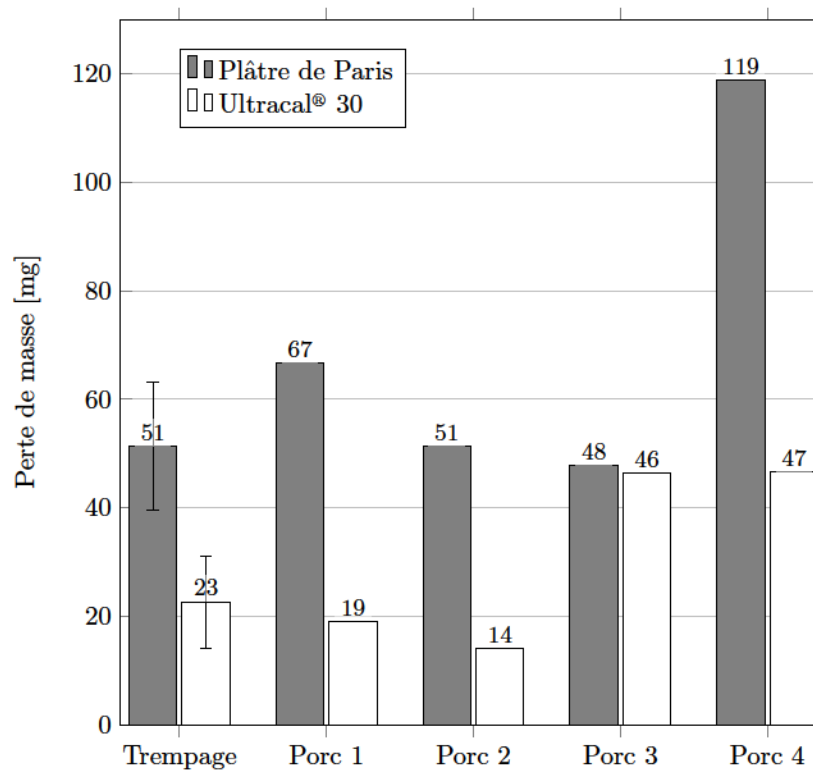
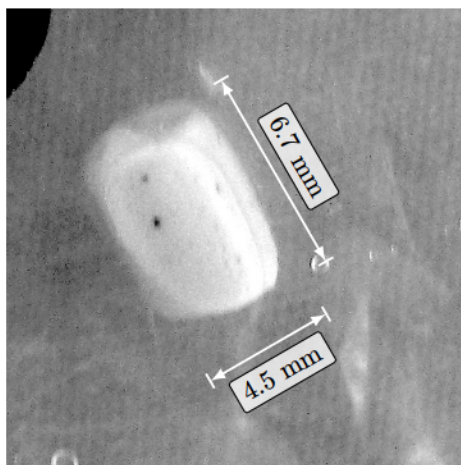
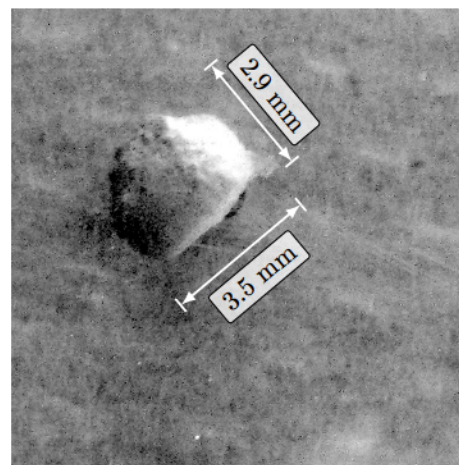


Figure 6.17 Réduction de masse des pierres implantées par rapport aux pierres témoins



(a) Avant l'implantation



(b) Après le traitement

Figure 6.18 Comparaison visuelle de la pierre #5 en plâtre de Paris (porc #4, rein gauche) juste avant l'implantation et après l'exposition aux ondes de choc (Mode B, MPa, 53 min, OC @ 25 Hz)



à la perte de masse associée au trempage confirmant le blocage des ondes par les structures osseuses. Cependant, les pierres des porcs #3 et #4 ont quant à elles perdu une quantité significative de leur masse. En soustrayant la perte moyenne de masse due au trempage, les pierres en Ultracal 30 implantées dans les porcs #3 et #4 ont respectivement perdu 23 mg et 24 mg. Ainsi, le seuil d'érosion de l'Ultracal 30 a été atteint pour un sujet *ex vivo* et ce malgré que 50 % des ondes de choc aient vraisemblablement traversé une structure osseuse avant d'atteindre la pierre. La vitesse d'érosion correspondante pour le porc #3 est de 0.43 mg/min et l'efficacité mesurée est de  $\frac{0.43}{0.001} = 430$  mg/OC ; pour la pierre du porc #4 nous avons 0.45 mg/min et  $\frac{0.45}{0.001} = 450$  mg/OC. La figure 6.19 montre la pierre #15 (porc #4) prise avant son implantation et après avoir subi le traitement aux ondes de choc. Le fait que la bille initialement moulée à même la pierre se soit détachée confirme l'effet de l'érosion. Alors que le diamètre de la pierre est demeuré pratiquement inchangé, sa hauteur est passée de 7.6 mm à 6.1 mm. De la même façon que pour la pierre en plâtre de Paris, il est probable que la zone focale du lithotriteur n'était pas en plein centre de la pierre lors du traitement. De plus, la présence partielle de structure osseuse dans la trajectoire pourrait aussi expliquer cette asymétrie dans l'érosion. La pierre #13 en Ultracal 30 implantée dans le porc #3 présentait les mêmes caractéristiques que la pierre #15 (bille détachée).

### Absence de lésion sur le rein

L'inspection visuelle des reins, à la suite de leur ablation, n'a révélé aucune lésion sur l'enveloppe externe des reins, et ce, pour chacun des reins traités. À titre d'exemple, la (figure 6.20a) présente les reins du porc #1. Le fait que les porcs n'étaient pas vivants lors de l'expérience explique peut-être cette absence de lésion, le porc ne pouvant pas déclencher de réponse inflammatoire.

Après leur inspection externe, les reins ont été coupés en deux afin d'accéder à la pierre implantée dans le pelvis (voir figure 6.20b). L'incision a été pratiquée sur toute la longueur de la partie extérieure (convexe) du rein. L'inspection visuelle de l'intérieur des reins par M. Sourial n'a pas révélé de dommage apparent aux tissus. Cette analyse est qualitative et un examen plus pointu de l'état des tissus aurait peut-être permis d'identifier des micro-lésions. Aucune précaution particulière n'a été suivie pour la dissection des reins et il est possible qu'une lésion n'ait pas été identifiée lors du recouvrement des pierres.

Cela étant dit, aucune lésion (interne ou externe) telles que celles rapportées par [80, 229, 269], pour des reins de porc soumis aux ondes de choc de lithotriteurs extracorporels, n'a été observée visuellement.

---



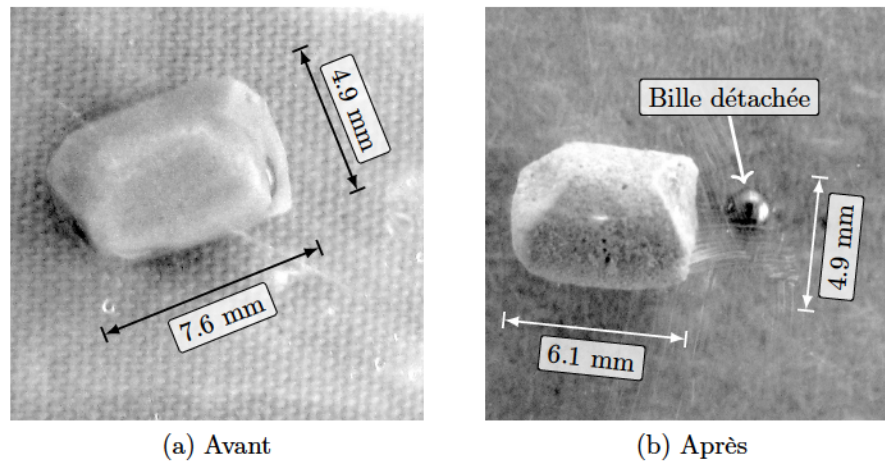


Figure 6.19 Comparaison visuelle de la pierre #15 en Ultracal 30 (porc #4, rein droit) juste avant l'implantation (a) et après l'exposition aux ondes de choc (b)—Mode B, MPa, 53 min, OC @ 25 Hz

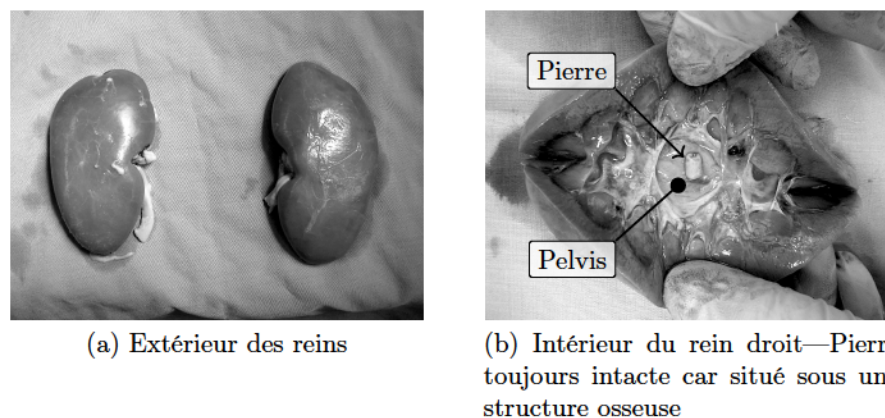


Figure 6.20 Aspects externe et interne des reins du porc #1 ayant subi un traitement par ondes de choc

### Maintien des performances de l'appareil

Il semble que les transducteurs piézoélectriques aient été endommagés lors de cet essai alors que la majorité des tests ont été réalisés au voltage maximal (mode B). La performance de chaque transducteur a été évaluée avant l'essai animal en mesurant l'amplitude du pulse acoustique émis tel que mesuré par un deuxième transducteur<sup>7</sup> utilisé comme capteur. Un film de glycérine a été utilisé comme milieu de couplage entre les deux transducteurs et le transducteur évalué était excité par une onde carrée de type de 1 V d'amplitude—se référer à la section 3.1 pour les caractéristiques de cette impulsion. La performance des transducteurs a ensuite été réévaluée après l'essai animal afin de vérifier

7. Le transducteur étalon n'a pas été utilisé durant l'essai animal afin d'en préserver l'intégrité.

leur état. Ainsi, il semble que leur performance se soit dégradée. Le graphique de la figure 6.21 montre la performance résiduelle des transducteurs après l'essai animal. Ainsi, une valeur de 100 % signifie que le transducteur n'a subi aucune dégradation durant l'essai animal, alors qu'une valeur nulle signifie que le transducteur ne fonctionne plus du tout. Bien que les transducteurs des générateurs #12, #13 et #15 ne semblent pas avoir subi de dommage, tous les autres transducteurs ont vu leur performance se détériorer. La détérioration moyenne des dix-neuf (19) transducteurs est ainsi évaluée à environ 12 %. Le transducteur du générateur #17 est celui qui a subi le plus de dommage alors qu'il a perdu environ 50 % de sa capacité. Curieusement, ce transducteur était branché en parallèle avec le générateur #16 qui n'a à peu près pas subi de dommage. Il semble donc y avoir une certaine variabilité dans la durabilité des transducteurs fournis par *The Ultran Group*.

Le seuil de dégradation des transducteurs établi précédemment à  $\quad$  V semble avoir été surestimé. En effet, la majorité des transducteurs ont subi des dommages malgré une excitation légèrement sous ce voltage ( $\quad$  V). Il est donc probable que le transducteur ayant servi à déterminer ce seuil ait été un transducteur plus *durable* que la moyenne, soit de construction semblable à celle des transducteurs des générateurs #12, #13 et #15 qui n'ont pas subi de dommage lors des tests, mais qui semblent même s'être améliorés alors que leur performance résiduelle est supérieure à 100 %. Un échantillonnage plus grand serait nécessaire afin d'établir cette limite.

Il est impossible de déterminer le moment précis où les transducteurs ont été endommagés, mais il est probable que ce soit lors du passage au mode d'excitation B, soit pour les trois derniers porcs. Il est aussi probable que les dommages aient été cumulatifs. Néanmoins, les meilleurs résultats d'érosion ont été obtenus pour le dernier porc (#4), il semble donc que le lithotriteur demeure fonctionnel même avec une baisse de performance de l'ordre de 12 %.

### 6.2.3 Discussion

Les pertes de masse significatives observées sur trois (3) des huit (8) pierres implantées confirment que le lithotriteur fonctionne *ex vivo* et que la procédure d'alignement pierre-zone focale du lithotriteur fonctionne aussi. Il apparaît aussi évident que la position du porc sur la table de traitement a une grande influence sur l'issue du traitement. En effet, le lithotriteur n'est parvenu à éroder aucune des pierres qui étaient totalement cachées sous une structure osseuse. À l'opposé, un taux d'érosion significatif a été enregistré pour les deux pierres en Ultracal 30 qui étaient partiellement cachées sous une structure osseuse. Le meilleur taux d'érosion a été obtenu pour la pierre en plâtre de Paris pour laquelle les

---

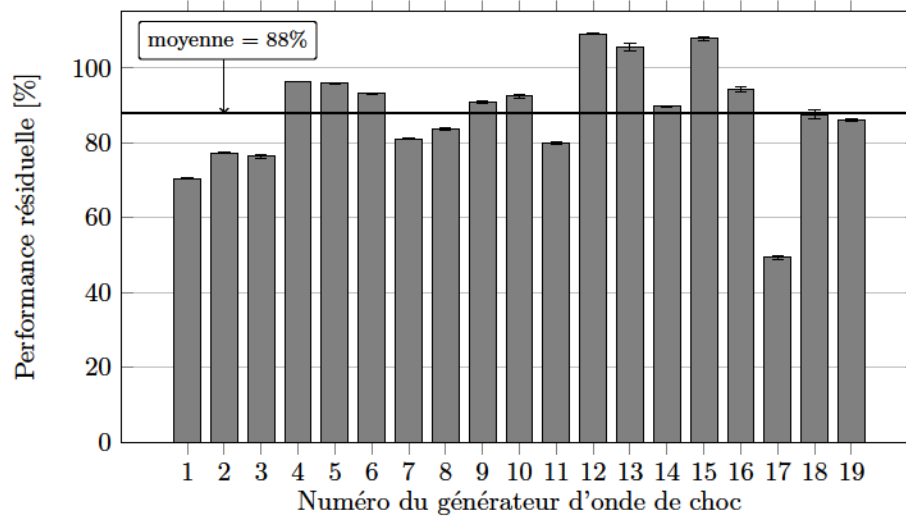


Figure 6.21 Amplitude du pulse acoustique produit par les transducteurs piézoélectriques montés sur les générateurs d'ondes de choc avant et après l'essai sur les porcs—Dégradation moyenne de 12 %

ondes ont emprunté une trajectoire libre de toute structure osseuse. Cette constatation est cohérente avec les recommandations établies pour l'administration des traitements de lithotritie extracorporelle chez l'humain. En effet, l'impédance acoustique des os étant près de cinq (5) fois supérieure à celle des tissus mous, les ondes y sont fortement réfléchies. En utilisant une impédance acoustique moyenne de 1.63 MRayls pour les tissus mous (milieu 1) et 7.80 MRayls pour les os (milieu 2) [126], l'énergie des ondes transmise des tissus mous vers les os est donnée par l'équation (5.3), soit :

$$\frac{\text{MRayls}}{\text{MRayls}} \quad \frac{\text{MRayls}}{\text{MRayls}}$$

Ainsi, seulement 57 % de l'énergie est transmise des tissus mous vers l'os, la balance étant réfléchi vers la source. Sachant que les ondes doivent ensuite sortir de l'os pour poursuivre leur chemin dans les tissus mous avant d'atteindre la pierre, le pourcentage total d'énergie transmise diminue alors à 34 %. Ainsi, moins du tiers<sup>8</sup> de l'énergie émise atteint effectivement la pierre lorsque les ondes doivent traverser une structure osseuse et c'est sans compter l'atténuation intrinsèque des os au passage des ondes de choc. Selon ces calculs, il n'est pas étonnant de constater l'absence d'érosion pour les pierres complètement

8. En réalité, à cause des autres changements d'impédance rencontrés sur la trajectoire des ondes de choc (*p. ex.* de l'eau vers la peau) et de l'atténuation intrinsèque des ondes dans les tissus biologiques, l'énergie atteignant la pierre est nécessairement inférieure au tiers de l'énergie émise lorsqu'une structure osseuse se trouve dans la trajectoire.



cachées par une structure osseuse, soit les pierres #1, #2, #6, #14 et #16 (se référer au tableau 6.9).

Rappelons ici que les porcs ont servi à un atelier de laparoscopie précédant leur utilisation pour les tests avec le lithotriteur. Ainsi, leur abdomen a été gonflé de gaz juste avant les tests. Il est possible que le gaz injecté ait pu migrer dans les tissus et agir comme barrière au passage des ondes de choc. Les taux d'érosion obtenus ici représentent donc le pire scénario si tel était le cas.

Les pierres ayant subi une perte de masse significative ont toutes été traitées avec le lithotriteur fonctionnant au maximum de sa capacité (mode B) et il est probable que les transducteurs aient été endommagés à ce moment. Ainsi, en choisissant une trajectoire exempte de structure osseuse, il est probable que le lithotriteur utilisé à basse intensité (mode A) ait été en mesure d'atteindre le seuil d'érosion d'une pierre en Ultracal 30. En effet, le mode A a été utilisé seulement pour le premier porc pour lequel les ondes de choc passaient par des structures osseuses.

Un positionnement adéquat du porc sur la table de traitement est primordial afin de dégager une trajectoire de toute structure osseuse. Ainsi, en inclinant le porc vers l'avant—la tête plus basse que la queue—il est possible d'éviter les côtes (la trajectoire des ondes de choc passe en dessous) et en tournant légèrement le porc sur le dos, on parvient à éviter la colonne vertébrale. Il est aussi important que le porc ne soit pas trop sur le dos afin d'éviter que les ondes de choc n'interfèrent avec les intestins. En effet, ceux-ci contiennent inévitablement du gaz qui pourrait bloquer le passage des ondes. De plus, l'euthanasie du porc doit idéalement être faite juste avant les traitements de sorte que le porc reste souple pour faciliter le dégagement des côtes.

Bien que la présence de la tache sur la peau du porc ait permis de valider, post-traitement, la présence/absence de structures osseuses dans la trajectoire des ondes de choc, il aurait été plus utile de pouvoir détecter ces structures avant d'appliquer le traitement. À cet effet, une fois le porc positionné sous le lithotriteur, il aurait été possible d'utiliser la pointe de la tige focale afin de localiser précisément la zone d'entrée des ondes de choc et ainsi faire cette vérification pré-traitement. Cette vérification aurait permis de réajuster la position du porc avant le traitement, au lieu de constater post-traitement que la position était inadéquate. Un radiologiste aurait aussi certainement pu lire les images afin de confirmer la présence/absence d'os sur la trajectoire des ondes de choc à l'aide des images fournies par le fluoroscope.

---

L'inclusion de billes dans les pierres aide définitivement à localiser les pierres et à identifier les reins (droit/gauche) en fluoroscopie. Par contre, leur taille—1.57 mm (1/16 po) de diamètre—était probablement trop importante par rapport à la taille des pierres. Puisque les billes occupaient un volume non négligeable des pierres, il est probable qu'elles aient influencé à la baisse (agissant comme écran) les taux d'érosion obtenus. L'analyse des images fournies par le fluoroscope laissait croire que des billes deux fois plus petite (1/32 po) ou même quatre fois plus petite (1/64 po) auraient été suffisamment grandes pour être localisées facilement.

Même si la vitesse d'érosion la plus rapide obtenue *ex vivo* pour l'Ultracal 30 est plus de vingt (20) fois inférieure à celle obtenue *in vitro* pour le flanc de porc (0.45 mg/min *vs* 10 mg/min, se référer au tableau 6.5), l'important demeure que les pierres aient subi une érosion évidente. D'abord, à seulement 25 pps (comparativement à 66 pps *in vitro*), il n'est pas surprenant d'observer une diminution du taux d'érosion. Or, ce sont les amplificateurs qui limitent le nombre d'ondes de choc que le lithotriteur peut émettre par seconde. Des amplificateurs fonctionnant en continu permettraient d'augmenter le nombre d'ondes de choc par seconde de manière significative. Sachant que chaque épisode de cavitation se produit sur moins de 500 s, la fréquence maximale théorique de tir est de pps. À ce taux de répétition, la vitesse d'érosion du plâtre de Paris passerait de 1.28 mg/min à plus de 100 mg/min, permettant d'éroder entièrement une pierre sphérique de 10 mm de diamètre en plâtre de Paris (1.661 mg/mm<sup>3</sup>) en moins de 9 minutes contrairement à 720 minutes (12 heures) avec les chiffres actuels! À une fréquence d'émission de pps, il faudrait 26 minutes pour réduire une pierre en Ultracal 30 (1.828 mg/mm<sup>3</sup>) de 10 mm de diamètre en poussière, ce qui est cohérent avec la durée moyenne d'un traitement de LEOC. Tel que démontré par Duryea *et coll.* [69], ces taux d'érosion ne seraient probablement atteignables qu'en contrôlant de manière active la dissolution des bulles de cavitation résiduelles de manière à réduire l'effet bouclier se produisant à haut taux de répétition.

À noter que la vitesse d'érosion (mg/min) et l'efficacité d'érosion (mg/OC) obtenus durant l'étude animale ont probablement été sous-estimés. En effet, le patron d'érosion observé suggère que la portion de la pierre qui se trouvait dans la zone effective du lithotriteur a été entièrement érodée avant la fin du cycle de traitement. En effet, aucun cratère n'a été observé sur les pierres, mais l'extrémité des pierres a été complètement érodée. Par conséquent, il est probable que plusieurs ondes de choc aient été émises à côté de la portion restante de la pierre, alors qu'il ne restait plus de matière à éroder à cet endroit (seulement de la poudre). Ces ondes inefficaces viennent donc artificiellement gonfler le dénominateur pour le calcul de l'efficacité d'érosion (mg/OC). De la même manière, le



temps de traitement est surestimé, ce qui résulte en une sous-estimation de la vitesse d'érosion (mg/min). De plus, la masse perdue attribuable aux ondes de choc a été calculée en soustrayant la masse moyenne perdue par trempage. Cette moyenne inclut la perte de masse par trempage de deux (2) pierres de taille semblable à celles implantées et de quatre (4) pierres de taille inférieure. Or, plus les pierres sont petites, plus le rapport de surface-volume augmente. Ainsi, les petites pierres se dissolvent nécessairement plus rapidement que les grosses pierres puisque leur surface est grande par rapport à leur volume. En incluant les petites pierres dans ce calcul, la masse perdue par trempage se retrouve probablement surestimée, venant du même coup sous-estimé les taux d'érosion obtenus.

Les capacités du lithotriteur n'ont pas été démontrées pour le BegoStone Plus qui est utilisé pour modéliser les pierres les plus dures rencontrées en cliniques [77, 137]. Or, des essais *in vitro* ont montré que ce plâtre est un peu plus difficile à désintégrer que l'Ultracal 30 (se référer à la section 6.1.1). Ainsi, bien que la capacité du lithotriteur apparaît adéquate pour l'Ultracal 30, il n'est pas certain que l'appareil, dans sa configuration actuelle, parvienne à atteindre *in vivo* (ou *ex vivo*) le seuil d'érosion du BegoStone Plus. Si nécessaire, un premier moyen d'y parvenir serait d'augmenter le voltage d'excitation des transducteurs et ainsi générer une pression supérieure dans la zone focale. L'implantation de cette solution demanderait sans doute l'utilisation de transducteurs plus résistants et/ou nécessiterait l'intégration d'un système de refroidissement permettant de maintenir la température des transducteurs sous leur température de défaillance. Un deuxième moyen d'y parvenir serait d'ajouter des générateurs d'onde de choc supplémentaires. En effet, il est important de se rappeler que les résultats présentés dans cette thèse ont été obtenus avec seulement dix-neuf (19) générateurs organisés en une coupole d'ouverture 100 mm. Ainsi, il serait facile d'ajouter un anneau supplémentaire de générateurs tout en maintenant l'ouverture de la coupole sous la barre des 200 mm (200 mm), ce qui est similaire à l'ouverture des lithotriteurs cliniques (se référer au tableau 2.1). Cet anneau supplémentaire permettrait approximativement de doubler le nombre de générateurs, pour un total de trente-huit (38), et ainsi permettrait d'augmenter significativement la pression générée dans la zone effective. Les niveaux de pressions ainsi atteints seraient probablement amplement suffisants pour la désintégration de pierres de BegoStone Plus, alors que les seuils d'érosion mesurés pour l'Ultracal 30 et le BegoStone Plus sont similaires (54 MPa et 57 MPa, se référer à la section 6.1.1).

L'intérêt d'un lithotriteur à zone effective variable est de pouvoir s'adapter à la position et à la taille de la pierre en temps réel et ainsi s'assurer de l'efficacité de chaque onde de

choc émise. Cette capacité n'a pas été évaluée lors de cet essai animal. Pour y arriver, il faudra disposer d'un nombre de canaux d'émission équivalent au nombre de générateurs d'onde de choc et disposer d'un système d'imagerie permettant d'adapter la position et la taille de la zone effective à la position et à la taille de la pierre à traiter. Cette validation est la suite logique au travail présenté dans cette thèse.

Finalement, l'érosion étant un phénomène de surface, il est probable que plus il y a de surface exposée à la cavitation et plus le taux d'érosion sera important. C'est du moins ce que Duryea *et coll.* [68] concluent alors qu'ils rapportent une amélioration de la désintégration des pierres lorsqu'ils appliquent une séance d'histotritie après une séance de LEOC. Ainsi, il serait intéressant de quantifier les taux d'érosion pour des fragments de pierre synthétique plutôt que pour des blocs de pierre. Ces fragments pourraient être créés en utilisant préalablement l'appareil développé en mode BWL selon les paramètres établis par Maxwell *et coll.* [148], soit en générant une zone focale englobant la pierre avec un train d'onde sinusoïdale (fréquence : 500 kHz, pression : 10 MPa, durée : 50  $\mu$ s) émis à un taux de répétition de 200 pps. L'appareillage développé dans le cadre de ce projet serait vraisemblablement utilisable tel quel. En effet, la durée du signal étant quatre (4) fois plus courte pour la BWL que pour la génération d'une impulsion (50  $\mu$ s *vs* 200  $\mu$ s), les amplificateurs seraient probablement en mesure d'émettre à un taux de répétition quatre (4) fois plus rapide, donc supérieur au taux de répétition requis de 200 pps (200 pps  $\times$  4 = 800 pps). De plus, tel que démontré à la section 4.5.5, le facteur d'amplification du guide d'onde dispersif est nul (0) pour le signal mono-fréquentiel utilisé en BWL. Or, le niveau de pression requis en BWL est dix (10) fois plus faible que la pression pouvant être générée au foyer géométrique de l'appareil (6 MPa *vs* 60 MPa), ce qui correspond précisément au gain d'amplification du guide d'onde obtenu dans le cadre de cette thèse. Ainsi, les générateurs actuels (transducteur + guide d'onde) seraient vraisemblablement en mesure de produire le train d'onde requis pour la fragmentation d'une pierre par BWL.

# CHAPITRE 7

## CONCLUSION

La première section de ce chapitre présente un sommaire des travaux et répond à la question de recherche énoncée dans l'introduction, à savoir : *Est-il possible d'adapter la méthode de génération d'ondes de choc par guide d'onde dispersif pour la construction d'un appareil de lithotritie extracorporelle à zone focale variable permettant de désintégrer des calculs urinaires de manière non invasive sans créer de lésions aux tissus sains environnants ?* L'atteinte des objectifs du projet de recherche annoncés dans l'introduction est aussi discutée dans cette section. La conclusion se termine avec un retour sur les contributions scientifiques originales et propose différentes avenues pour la suite du projet.

### 7.1 Sommaire

Un lithotriteur extracorporel fonctionnel à zone focale variable a été conçu à partir de l'assemblage de dix-neuf (19) transducteurs piézoélectriques large bande (  $\text{dB}$  %, kHz, type : GMP), chacun couplé à un guide d'onde dispersif en aluminium ( mm, mm). Cet appareil a été étalonné avec succès pour une focalisation au foyer géométrique—et en périphérie—en utilisant une technique améliorée ne nécessitant pas de source au point de focal comme c'est le cas pour le retournement temporel conventionnel. Le guide d'onde a été optimisé (matériau, longueur, diamètre et coupleur acoustique) à la suite d'une analyse adimensionnelle semi-analytique et les conclusions de cette analyse ont été vérifiées expérimentalement. Cette analyse a ainsi démontré que le facteur d'amplification dispersif est optimal lorsque le rayon du guide d'onde est égal au quart de la longueur d'onde centrale du transducteur associé et lorsque le matériau possède un coefficient de Poisson élevé. Il a aussi été démontré que la saturation du signal d'excitation permet d'obtenir un facteur d'amplification près de l'optimal pour des guides d'onde ayant un rayon supérieur au rayon optimal (quart de longueur d'onde). C'est ce qui a été privilégié dans la configuration présentée afin de limiter le nombre de transducteurs à dix-neuf (19) unités de 25.4 mm de diamètre au lieu de soixante-seize (76) unités de 6.35 mm de diamètre qui auraient été requis pour obtenir une surface émettrice équivalente. Le modèle théorique a permis d'établir que le facteur d'amplification augmente avec la longueur du guide d'onde jusqu'au point où l'atténuation intrinsèque du matériau annule tout gain supplémentaire associé à l'allongement du guide. Ainsi, le facteur d'amplification pourrait



être doublé seulement en allongeant le guide d'onde, mais celui-ci devrait théoriquement être près de dix (10) fois plus long que la configuration finale retenue (                  mm), ce qui aurait complexifié la fabrication et le transport de l'appareil pour la réalisation de l'essai animal. Néanmoins, la configuration finale retenue a permis de générer, dans l'eau, dix (10) fois la pression produite par un transducteur piézocomposite optimisé pour l'eau, et ce, pour un même voltage d'excitation. Ainsi, à voltage égal, il faudrait théoriquement combiner près de deux cents (200) transducteurs piézocomposites de 25 mm de diamètre pour générer le niveau de pression obtenu avec les dix-neuf (19) émetteurs. Pour limiter la taille de leur coupole, les lithotriteurs piézoélectriques comme le Piezolith 3000 (Wolf) doivent donc exciter les transducteurs avec un voltage plus de trois (3) fois supérieur au voltage utilisé avec l'appareil proposé (3 kV *vs*                  kV). En plus d'utiliser un voltage plus faible, l'ouverture de la tête de l'appareil proposé est plus compacte. En effet, les émetteurs ont été montés pour former une surface émettrice de type coupole de 150 mm de rayon de courbure et 127 mm d'ouverture pour une surface émettrice correspondant à moins du quart de celle du Piezolith 3000 (ouverture de 260 mm). La profondeur focale de l'appareil proposé (150 mm) est typique des lithotriteurs cliniques, mais l'ouverture est sensiblement plus petite, ce qui pourrait potentiellement être inconfortable pour un patient. En effet, la décoloration observée à la surface de la peau des porcs lors de l'essai animal suggère que la densité d'énergie au niveau cutané était peut-être trop élevée pour être bien tolérée. Avec cette configuration, la pression maximale de l'onde de choc mesurée *in vitro* au foyer géométrique de l'appareil est de l'ordre de 60 MPa à 100 MPa, ce qui se compare favorablement aux niveaux de pression atteints *in vitro* par les lithotriteurs cliniques les plus puissants toutes technologies confondues.

L'appareil a aussi démontré ses capacités à désintégrer *in vitro* des modèles de calculs urinaires fabriqués à partir de blocs d'Ultracal 30 et de BegoStone Plus, ce dernier plâtre étant typiquement utilisé pour simuler les calculs urinaires naturels les plus résistants (oxalate de calcium monohydrate ou COM et brushite). Un volume équivalent à une pierre de 4.6 mm de diamètre (volume de 51 mm<sup>3</sup>) en BegoStone Plus a été désintégrée en fine poudre (                  m) en moins de huit (8) minutes à un taux de 66 ondes de choc par seconde. À ce rythme, il faudrait cependant un peu plus d'une heure pour pulvériser une pierre de 10 mm de diamètre, ce qui est lent par rapport à la durée typique d'un traitement de LEOC (moins d'une demie heure). L'effet clinique serait cependant très différent puisque la pierre serait alors complètement pulvérisée contrairement à la LEOC qui fragmente la pierre en d'autres pierres de plus petite taille avec tous les problèmes que cela peut engendrer (passage douloureux, obstruction de l'uretère, récurrence prématurée de pierres, etc.). Bref, le traitement serait potentiellement plus long, mais son efficacité serait améliorée.

De plus, au taux de répétition utilisé pour ces tests (66 pps), il est probable que l'onde incidente ait été atténuée par les bulles de cavitation résiduelles créées par les ondes de choc précédentes. L'application d'un train d'onde ultrasonique sinusoïdale de faible amplitude permettrait vraisemblablement de forcer la dissipation des bulles résiduelles de cavitation et pourrait potentiellement améliorer la vitesse d'érosion d'un facteur sept (7), rendant cette technologie encore plus compétitive du point de vue de la rapidité du traitement. L'efficacité du traitement pourrait aussi être améliorée en utilisant la force brute, soit en ajoutant un anneau supplémentaire d'émetteurs à la tête du lithotriteur de manière à doubler leur nombre ( ) ce qui permettrait d'augmenter significativement la pression générée dans la zone focale.

Bien qu'il a été démontré que la configuration actuelle de l'appareil permet de désintégrer les pierres les plus dures, il a été établi que le processus principal responsable de l'érosion observée est associé à la cavitation qui, selon la littérature, est d'autant plus efficace que la surface exposée est grande. Ainsi, il semble opportun de considérer le potentiel de fragmenter grossièrement la pierre lors d'une étape préliminaire afin d'augmenter la surface exposée pour ensuite pulvériser les fragments. La *Burst Wave Lithotripsy* ou BWL semble tout indiquée pour cette tâche alors que cette technique pourrait être prodiguée avec la configuration actuelle de l'appareil. Aucune expérience n'a cependant été faite pour démontrer cette capacité dans le cadre du présent projet puisque l'amplification par guide d'onde dispersif n'est pas nécessaire dans ce cas puisque les pressions requises sont relativement faibles. À noter que les pierres artificielles utilisées pour les essais *in vitro* étaient des blocs plus larges que la zone effective et donc représentaient le pire scénario (surface exposée minimale). À l'inverse, les pierres utilisées pour les essais *ex vivo* étaient plus petites, et de forme cylindrique, ce qui offrait une surface plus grande à la cavitation. À cet effet, l'essai animal a démontré le potentiel de l'appareil pour une utilisation *in vivo*, alors que certaines sections des pierres d'Ultracal 30 implantées ont été entièrement pulvérisées sous l'effet des ondes de choc. Les faibles vitesses d'érosion rapportées pour l'étude animal sont probablement attribuables au fait que plusieurs ondes de choc ont été générées inutilement alors que la pierre (ou la section de la pierre située dans la zone effective) avait déjà été totalement pulvérisée. L'efficacité de l'appareil n'a pas été vérifiée *ex vivo* pour le BegoStone Plus, mais la faible différence du seuil d'érosion de ce plâtre par rapport à l'Ultracal 30 (57 MPa vs 54 MPa) laisse présager que le niveau de pression générée avec l'appareil testé serait potentiellement suffisant pour éroder du BegoStone Plus. Dans la négative, il serait envisageable d'ajouter quelques émetteurs supplémentaires au réseau afin d'amener la pression au dessus du seuil d'érosion du BegoStone Plus. Il serait aussi possible d'augmenter légèrement le voltage d'excitation des transducteurs en

---



utilisant des amplificateurs plus haut voltage et probablement aussi en prévoyant un système de refroidissement actif des transducteurs afin de prévenir leur dégradation prématurée.

Les essais *in vitro* et *ex vivo* ont aussi démontré l'aspect sécuritaire de la technologie, mais seulement lorsque certaines conditions spécifiques sont respectées. En effet, les essais *in vitro* ont mis en évidence que les tissus pouvaient être détruits par la cavitation générée par l'appareil. Il a été observé que les dommages infligés aux tissus étaient maximaux lorsque le tissu était en contact direct avec la pierre. Dans ce cas, il semble que l'activité de cavitation se produit presque exclusivement au sein du tissu provoquant sa destruction (par histotritie), alors que la pierre subit peu ou pas d'érosion. À l'inverse, il a été observé que l'érosion de la pierre se faisait normalement et sans dommage apparent au tissu du moment qu'il y avait une couche de liquide séparant la surface de la pierre et le tissu. Cette contrainte est facile à contrôler *in vitro*, mais pourrait s'avérer plus difficile à obtenir *in vivo*. Les résultats de l'essai animal *ex vivo* sont cependant encourageants alors que l'inspection visuelle post-traitement des reins de porc n'a révélé aucun dommage apparent aux tissus. Il est aussi admis que la réaction d'un rein fonctionnel (*vivant*) est différente de celle d'un rein non-fonctionnel ; un essai animal *in vivo* sera donc nécessaire pour confirmer l'aspect sécuritaire de la technique. Il est aussi nécessaire de rappeler que de l'eau dégazée a dû être injectée dans les reins après l'insertion des pierres afin de chasser l'air qui aurait pu s'introduire lors de la chirurgie. Cette procédure a peut-être contribué à créer une couche de liquide autour de la pierre favorisant ainsi son érosion et protégeant du même coup les tissus du rein. Ainsi, pour une application *in vivo*, il serait certainement bénéfique de vérifier que la surface de la pierre exposée aux ondes de choc baigne dans le liquide. Dans le cas contraire, il serait peut-être envisageable d'injecter une solution saline à même le rein afin de créer cette couche de liquide.

Un des avantages majeurs de la technologie présentée dans cette thèse provient de la flexibilité de la zone effective. D'abord, la taille de la zone effective peut être contrôlée très précisément en modifiant l'amplitude de la pression générée dans cette zone. En effet, il a été observé que la taille de la zone effective correspond à la zone où la pression est suffisamment élevée (    et    ) pour avoir un effet d'érosion sur la pierre. Ainsi, si le seuil d'érosion est atteint sur une petite surface, alors la zone effective sera limitée à cette zone. De la même manière, si la pression est plus élevée et que le seuil d'érosion est atteint sur une plus grande surface, alors la zone effective sera aussi étendue à cette plus grande surface. Ce comportement a été mis en évidence en comparant la taille des trous créés sur des pierres de différentes résistances soumises à une même pression ; le trou étant plus petit pour la pierre la plus résistante. L'application de cette méthode en situation réelle

---

de traitement pose cependant un défi. En effet, l'appareil devrait être jumelé à un système d'imagerie permettant de détecter en temps réel la position et l'intensité de la cavitation *in vivo* afin de permettre l'ajustement des paramètres du lithotriteur. Il existe actuellement plusieurs méthodes permettant d'identifier la cavitation, mais des études supplémentaires seraient nécessaires afin de valider si leur niveau de précision est suffisant pour l'atteinte des performances recherchées. Il a aussi été démontré que la position de la zone focale peut être déplacée en ajustant les délais d'émission des générateurs du réseau. Ainsi, la configuration actuelle permet de déplacer latéralement le point focal de 16 mm en conservant 90 % de la pression générée au foyer géométrique. Pour le déplacement maximal anticipé *in vivo* de la pierre (oscillations de 16 mm liées aux mouvements respiratoires), la pression est cependant réduite à 30 % de la pression au foyer géométrique, ce qui correspond à une pression maximale d'environ 10 MPa. Sachant que le seuil d'érosion pour la forme d'onde utilisée a été mesuré à environ 20 MPa pour le BegoStone Plus, il serait nécessaire de doubler la capacité de l'appareil pour être en mesure d'éroder du BegoStone Plus à 16 mm du foyer géométrique. Ceci pourrait être accompli en ajoutant un anneau d'émetteurs (19) en périphérie des dix-neuf (19) émetteurs actuels. Dans sa configuration présente, mais en disposant d'un canal d'amplification par générateur, l'appareil serait théoriquement en mesure d'éroder *in vitro* du BegoStone Plus jusqu'à un déplacement latéral d'environ 16 mm. L'appareil offre aussi la possibilité de modifier la profondeur focale en ajustant les délais d'émission des émetteurs. Ainsi, la profondeur focale actuelle est de 150 mm et il a été démontré qu'elle pouvait être réduite à 140 mm sans perte de pression. À l'inverse, une focalisation au delà du foyer géométrique (160 mm) tend à allonger la zone focale et à réduire la pression maximale. Les fabricants de lithotriteurs ont de plus en plus tendance à proposer des lithotriteurs ayant une profondeur focale supérieure (165 mm à 180 mm) afin d'offrir le traitement aux patients obèses. Ainsi, la prochaine itération de l'appareil devrait idéalement proposer d'emblée un foyer géométrique à 180 mm pour couvrir un plus grand bassin de patients, la profondeur focale pouvant être ajustée électroniquement à la baisse pour les patients ne présentant pas de surplus de poids. Une des limitations de la présente étude est que les capacités d'érosion n'ont pas été explicitement vérifiées pour une pierre en dehors du foyer géométrique. À cet effet, la précision de la focalisation hors foyer géométrique attendue est cependant meilleure que ce qui est montré dans cette thèse en raison de l'imprécision introduite lors de la sommation des champs de pression partiels générés par des sous-groupes d'émetteurs.

Ces conclusions permettent donc de répondre par l'affirmative à la question de recherche. De plus, l'ensemble des objectifs du projet ont été rencontrés, à savoir : la mise au point d'une nouvelle technique d'étalonnage, l'étude paramétrique de l'amplification par guide

d'onde, la conception d'un lithotriteur piézoélectrique à zone focale variable utilisant des guides d'onde dispersifs et finalement la caractérisation des performances *in vitro* et *ex vivo* de cet appareil.

## 7.2 Contributions

Le comportement des guides d'onde dispersifs est connu depuis plus de cent (100) ans et la plupart des études sur le sujet portent sur des méthodes permettant d'éliminer l'effet de la dispersion pour la propagation d'ondes ultrasoniques dans ce type de structures. Ces connaissances sont particulièrement utiles dans le domaine de l'inspection non destructive par ultrasons où la forme temporelle des ondes est importante. À l'opposé, la présente étude s'intéressait à l'optimisation du phénomène de dispersion pour l'amplification ou la concentration temporelle de l'énergie acoustique ; un brevet américain (#9,833,373) ayant d'ailleurs été octroyé en 2017 pour cette invention dont je suis l'un des co-inventeurs. Bien que d'autres groupes de recherche ont déjà montré le potentiel de la dispersion pour la construction de cavités réverbérantes permettant de produire des fronts d'ondes focalisants, les travaux présentés ici sont les premiers démontrant l'influence des paramètres clés du combo transducteur-guide d'onde cylindrique pour la génération d'ondes de choc planes de forte amplitude. La portée de ces travaux est importante alors qu'elle permet de démultiplier l'amplitude de l'impulsion pouvant être générée par tout type de transducteur piézoélectrique. Les résultats des présents travaux sont d'ailleurs à la base du développement de la technologie SoundBite<sup>1</sup> qui propose un fil guide vibrant permettant de traverser des occlusions totales chroniques pour les artères périphériques et coronariennes.

Les mécanismes impliqués dans la destruction des tissus sains en LEOC sont complexes, mais leur compréhension s'est raffinée au fil des années au point où on accepte maintenant que les dommages sont majoritairement causés par la cavitation. C'est d'ailleurs ce phénomène destructeur qui est exploité en histotritie pour faire l'ablation de tissus biologiques. Il apparaît donc contre-intuitif de proposer un appareil qui mise principalement sur la cavitation pour désintégrer les calculs urinaires. Or, à notre connaissance, aucune étude n'avait démontré l'importance de la présence d'une couche de liquide entre la pierre et le tissu pour à la fois favoriser l'érosion de la pierre et prévenir les lésions tissulaires. Cette observation est importante, car elle offre maintenant un moyen d'utiliser la cavitation de manière sécuritaire. L'applicabilité de ces connaissances pour le traitement clinique de calculs urinaires demeure toutefois à être démontré.

---

1. L'auteur de cette thèse est un co-fondateur de la compagnie SoundBite Medical Solutions [9] qui développe actuellement cette technologie.

---

Finalement, la configuration du lithotriteur présenté dans cette thèse est la première dans son genre. En effet, à notre connaissance, personne n'avait jamais jumelé chaque transducteur piézoélectrique à un guide d'onde dispersif de manière à produire des ondes de choc d'amplitude comparable à celle atteinte par les lithotriteurs commerciaux, et ce, pour un voltage d'excitation relativement modeste et une surface émettrice et une ouverture aussi petites. Dans sa configuration actuelle, cette technologie offre le potentiel de produire une zone effective variable en taille et en position permettant de cibler en temps réel une pierre soumise aux mouvements respiratoires. Il a aussi été démontré que l'élargissement de la surface émettrice à un peu moins de 180 mm permettrait de générer suffisamment d'énergie pour l'érosion des pierres les plus dures même lorsqu'elles atteignent leur éloignement maximal par rapport au foyer géométrique. L'avantage avec cette technologie est que seulement trente-huit (38) émetteurs indépendants seraient probablement suffisants à la réalisation d'un appareil fonctionnel. Cet appareil est aussi le seul qui offre le potentiel de combiner à la fois un traitement par *Burst Wave Lithotripsy* (BWL) et par érosion tout en ciblant une pierre en mouvement.

### 7.3 Travaux futurs

L'appareil présenté ne prétend pas être la solution finale aux limitations de la LEOC, mais fait la démonstration du potentiel de la technologie d'amplification par guide d'onde dispersif pour l'amélioration du traitement. Ainsi, plusieurs aspects de l'appareil peuvent et doivent être améliorés avant de considérer quelque étude clinique que ce soit. D'abord, il semble que les performances de l'appareil bénéficieraient de l'ajout d'au minimum dix-neuf (19) émetteurs supplémentaires (pour un total de 38) afin d'atteindre le niveau de pression requis pour désintégrer les pierres les plus dures même lorsqu'elles sont en dehors du foyer géométrique. Pour ce faire, le nombre de canaux d'amplification devrait—cette fois-ci—être équivalent au nombre d'émetteurs. Ensuite, la conception des transducteurs devrait être re-visitée afin de prévenir leur usure prématurée et il est probable que l'ajout d'un système intégré de refroidissement serait bénéfique. Une autre avenue pour l'amélioration des performances serait d'expérimenter avec de nouvelles formes d'ondes, que ce soit pour favoriser l'érosion, protéger les tissus ou forcer la suppression des bulles de cavitation résiduelle. Ces expérimentations devraient aussi inclure l'évaluation du potentiel de l'appareil pour la fragmentation par *Burst Wave Lithotripsy* (BWL). Les conséquences d'un changement de température du guide d'onde sur la fidélité de la reconstruction du pulse devraient aussi être évaluées. En effet, les travaux présentés dans cette thèse supposent que toutes les composantes du système (se référer à la figure 3.1) demeurent stables dans

---



le temps de sorte que l'étalonnage demeure indéfiniment valide. Or, il est connu que le module d'Young et la densité d'un matériau varient en fonction de la température. Ainsi, il est possible que l'augmentation de la température du guide d'onde—*p. ex.* résultant de l'excitation soutenue du transducteur qui lui est associé—puisse modifier le caractère dispersif du guide d'onde au point d'invalidier son étalonnage initial faite à une température donnée. On recommande donc d'étudier ce phénomène avant d'entamer quelque développement que ce soit pour la prochaine version de cet appareil.

En parallèle, des avancées du côté de l'imagerie doivent aussi avoir lieu pour améliorer la précision de localisation en temps réel de la pierre. En effet, il est inutile de pouvoir ajuster la zone focale si la position de la pierre n'est pas connue. De plus, le système d'imagerie devrait être en mesure d'identifier la position du nuage de cavitation créé ainsi que de quantifier son intensité. Cette information est cruciale pour guider l'ajustement de l'intensité de l'onde de choc et la position de la zone focale. Les transducteurs piézoélectriques utilisés dans la configuration actuelle de l'appareil offrent déjà la possibilité de réaliser cette tâche d'imagerie et il serait intéressant d'en évaluer le potentiel réel.

---

# ANNEXE A

## FORME TYPIQUE DE LA ZONE FOCALE DES LITHOTRITEURS

Dans son livre, Kino [117] démontre les équations en acoustique linéaire permettant d'estimer les dimensions (  $W$  et  $L$  ) de la zone  $-6$  dB ainsi que le gain  $G$  de focalisation pour une onde sinusoïdale à partir des paramètres définis à la figure 2.3. Ces relations sont rappelées aux équations A.1 à A.3.

$$W = \frac{1.5 \lambda}{\sin \theta} \quad (A.1)$$

$$L = \frac{1.5 \lambda}{\sin \theta} \quad (A.2)$$

$$G = \frac{1}{\sin^2 \theta} \quad (A.3)$$

Il est facile de démontrer que le rapport de longueurs  $L/W$  est toujours supérieur à 3.53 peu importe la configuration ; c'est cette valeur qui explique la forme ellipsoïdale de la zone focale typique aux sources de ce type.

$$\frac{L}{W} = \frac{1.5 \lambda}{\sin \theta} \cdot \frac{\sin \theta}{1.5 \lambda} = 1$$

Et puisque géométriquement la profondeur focale minimale  $F$  est égale à  $L$  on a :

$$F = L$$

Afin de bien saisir les inter-relations entre les différents paramètres, il est utile d'introduire les variables  $w$ ,  $l$  et  $f$  pour réécrire les équations précédentes sous forme adimensionnelle.

$$w = \frac{W}{\lambda}, \quad l = \frac{L}{\lambda}, \quad f = \frac{F}{\lambda}$$

Avec le nouveau paramètre adimensionnel  $\alpha$ , on remarque rapidement l'évolution du gain de focalisation  $G$  et des dimensions de la zone focale  $V$  en dB. Ainsi quand la valeur de  $\alpha$  augmente, le gain de focalisation diminue et la taille de la zone focale augmente. À l'opposé, quand la valeur de  $\alpha$  diminue, le gain de focalisation augmente et la taille de la zone focale diminue. Le paramètre  $\alpha$  est donc une indication du niveau de focalisation de la source ; une focalisation de haut niveau (petit  $\alpha$ ) signifiant que le gain de focalisation est élevé et que l'énergie de l'onde est concentrée dans un petit volume.

Pour les ondes de choc, telles que celles générées en LEOC, il n'y a pas de formule explicite pour les dimensions de la zone focale parce qu'elles dépendent de la forme temporelle de l'onde et donc de la multitude de composantes fréquentielles qui la composent. Cependant, il est possible d'estimer assez justement les dimensions de la zone focale en utilisant la fréquence dominante de l'onde pour le calcul de la longueur d'onde  $\lambda$ . À savoir que la focalisation d'une onde de choc est un phénomène non linéaire complexe qui tend à augmenter la taille de la zone focale par rapport à une propagation linéaire [265].

# ANNEXE B

## AMPLIFICATION PAR DISPERSION

Cette annexe traite d'abord brièvement du phénomène de dispersion et se termine par les détails de l'exploitation du phénomène pour la génération de pulses acoustiques de forte amplitude.

### B.1 Phénomène de dispersion des ondes guidées

La figure B.1 présente les quatorze (14) premières courbes de dispersion adimensionnalisées des ondes longitudinales pour une barre d'aluminium de section circulaire. Elles ont été obtenues en solutionnant numériquement l'équation de Pochhammer-Chree [203]. Chaque courbe est associée à un mode de propagation (champ de déformation spatiale dans la barre) et donne la vitesse de phase pour les composantes fréquentielles du mode. Ainsi, on remarque que ces courbes ne sont pas des lignes horizontales, mais que leur valeur change avec la fréquence. Par exemple, une onde sinusoïdale de fréquence correspondant à un  $f_1$  se propagera à une vitesse  $v_1$  dans cette barre d'aluminium, alors qu'une autre onde sinusoïdale à  $f_2$  se propagera plutôt à une vitesse  $v_2$ . Ainsi, si un signal construit à partir de ces deux ondes sinusoïdales est injecté à une extrémité de la barre, leur vitesse de phase étant différente, leur phase relative à l'autre extrémité sera différente que celle à l'entrée et aura pour effet de déformer temporellement le signal injecté.

La figure B.2 présente un exemple concret de ce phénomène pour un pulse gaussien (a), c'est-à-dire un signal dont la magnitude des composantes fréquentielles suit une distribution gaussienne (b). Lorsque ce type de signal large bande se propage dans un milieu dispersif, chacune de ses composantes fréquentielles prend un certain temps qui lui est propre pour traverser le milieu. Ainsi, un pulse gaussien (a) se transformera en signal (c) après son passage dans un guide d'onde dispersif<sup>1</sup>. Alors que la magnitude de leurs composantes fréquentielles respectives (b et d) demeurent similaires, leurs phases sont remarquablement dissemblables (b et d), conséquence de la disparité des vitesses de phase des composantes fréquentielles. Cette désorganisation des phases dans le domaine fréquentielle se traduit, dans le domaine temporel, par un allongement de la durée du signal (c), ainsi qu'une réduction de son amplitude (d) par rapport au pulse injecté (a). Autrement dit, les composantes fréquentielles les plus rapides parviennent à l'extrémité du guide d'onde avant les plus lentes ce qui a pour effet de déformer le signal temporel.

Si a l'opposé, et tel qu'illustré à la figure B.3, les composantes fréquentielles sont injectées à une extrémité du guide d'onde dans un ordre tel qu'elles se combinent de manière

---

1. Ces résultats ont été obtenus par simulation selon le modèle développé par Puckett et Peterson [201].



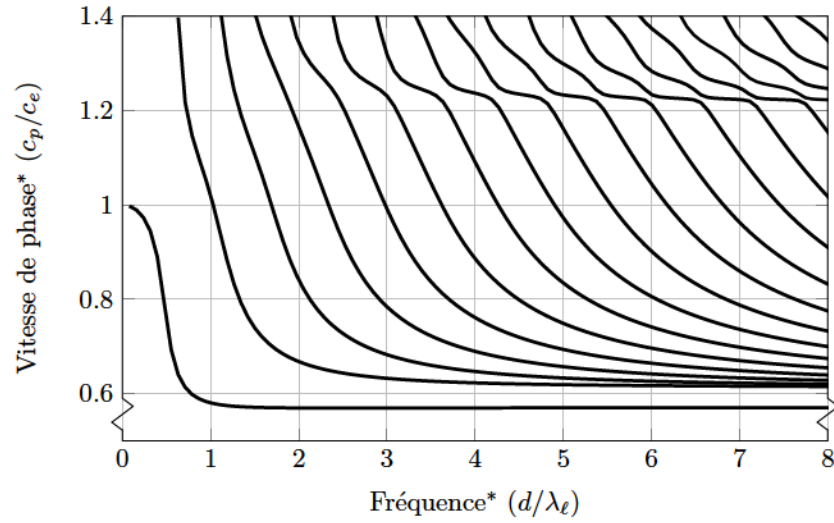


Figure B.1 Vitesse de phase adimensionnelle des quatorze premiers modes longitudinaux en fonction du paramètre  $d/\lambda_\ell$  à  $f/f_c = 1$  pour une barre d'aluminium (coefficient de Poisson  $\nu = 0.33$ ) de diamètre  $d = 10$  mm (vitesse du son dans barre mince  $c_p = 5040$  m/s et vitesse des ondes longitudinales  $c_\ell = 6149$  m/s)—Barre mince définie par l'équation (B.1) où la longueur d'onde longitudinale est  $\lambda_\ell = c_\ell / f$ .

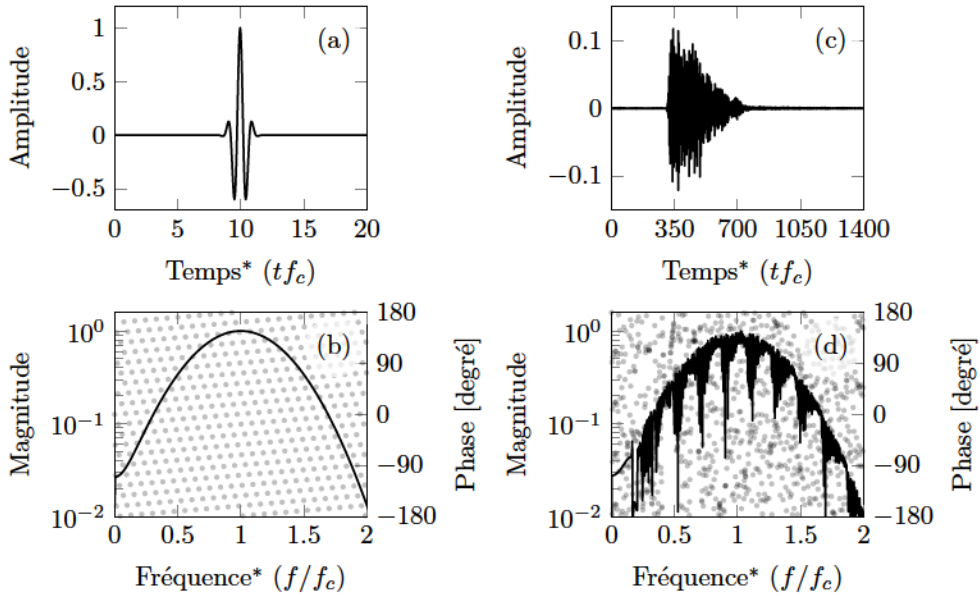


Figure B.2 Exemple adimensionnel de dispersion d'un pulse gaussien (fréquence centrale :  $f_c = 1$  et largeur de bande :  $\Delta f = 0.2$  dB) dans un guide d'onde de section circulaire de diamètre  $d = 10$  mm et de longueur  $L = 100$  mm — coefficient de Poisson du matériau :  $\nu = 0.33$ , vitesse des ondes longitudinales dans le matériaux :  $c_\ell = 6149$  m/s, longueur d'onde longitudinale :  $\lambda_\ell = 61.49$  mm, diamètre :  $d = 10$  mm, longueur :  $L = 100$  mm.

constructive à l'autre extrémité, il est possible de créer un pulse (c) dont l'amplitude est plus élevée que l'amplitude maximale du signal temporel injecté (a) ; le guide d'onde agit ainsi comme un concentrateur temporel d'énergie. En effet, une fois les vitesses de phase identifiées, il est possible de définir une séquence d'excitation de longue durée ayant une certaine amplitude pour produire un pulse de courte durée et de plus grande amplitude à la sortie du guide d'onde. Telle que décrite par Dion [62], la manière d'identifier indirectement les vitesses de phase (figure B.1), est de normaliser et retourner temporellement ( ) le signal dispersé (figure B.2c) pour construire le signal d'excitation requis (figure B.3a). Ainsi, le signal produit (figure B.3c) sera similaire<sup>2</sup> au pulse d'excitation initial (figure B.2a), mais aura une plus grande amplitude.

---

2. Le pulse reconstruit n'est pas identique, mais seulement similaire au pulse injecté lors de l'étape d'identification des vitesses de phase, car le moyennage qui intervient à la surface des transducteurs produit des pertes d'information. Ces pertes apparaissent de manière évidente quand on compare la magnitude des composantes du signal injecté (b) à celle du signal dispersé (d) à la figure B.2.

---

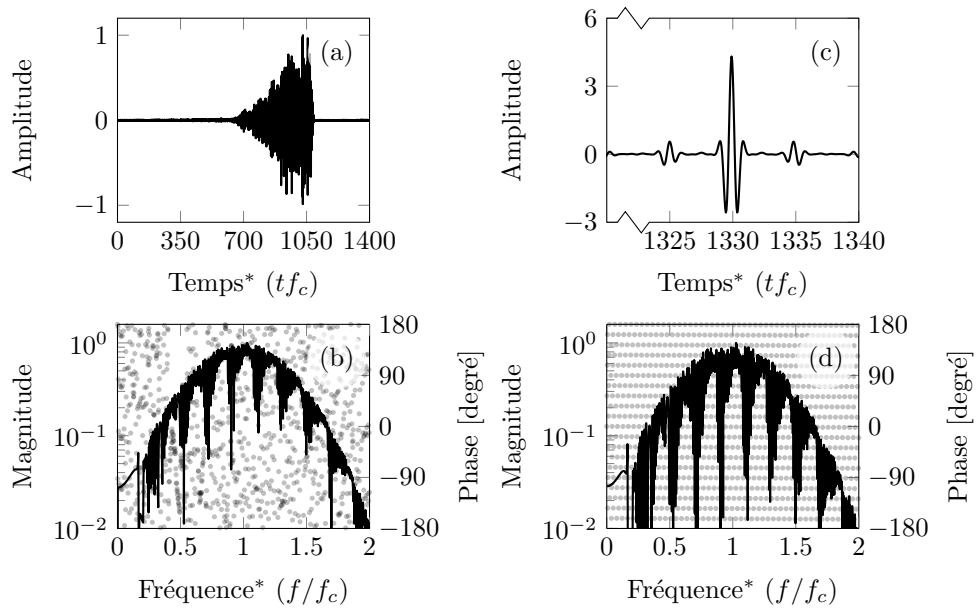


Figure B.3 Reconstruction du pulse gaussien adimensionnel avec les mêmes paramètres que ceux de la figure B.2

## ANNEXE C

# SENSIBILITÉ DE L'HYDROPHONE À FIBRE OPTIQUE

La figure C.1 présente la sensibilité en fonction de la fréquence de la fibre FP87-21 utilisée pour les mesures de pression. Ces valeurs ont été fournies par le fabricant pour une utilisation avec le boîtier électronique de conditionnement utilisé au laboratoire. Les barres d'erreur montrent l'incertitude sur la sensibilité. La sensibilité n'étant pas constante avec la fréquence, les traces temporelles obtenues par l'hydrophone, en volt, sont converties en pression selon la méthode suivante : (i) la trace temporelle en voltage est d'abord transférée dans le domaine fréquentiel par une transformée de Fourier, (ii) la sensibilité montrée à la figure C.1 est ensuite appliquée afin de convertir les valeurs de voltage en valeur de pression, (iii) une transformée de Fourier inverse est utilisée afin de reconstruire le signal temporelle en onde de pression. Bien que la fréquence maximale de la bande passante du transducteur des générateurs d'onde de choc ne dépasse pas 1 MHz, des fréquences supérieures (ou harmoniques) sont créées lors du développement de l'onde de choc dans l'eau. Il est donc nécessaire d'appliquer la technique susmentionnée afin de reconstruire l'onde de pression le plus fidèlement possible.

Les valeurs de sensibilité pour les fréquences intermédiaires à celles fournies par le fabricant sont obtenues par interpolation linéaire.

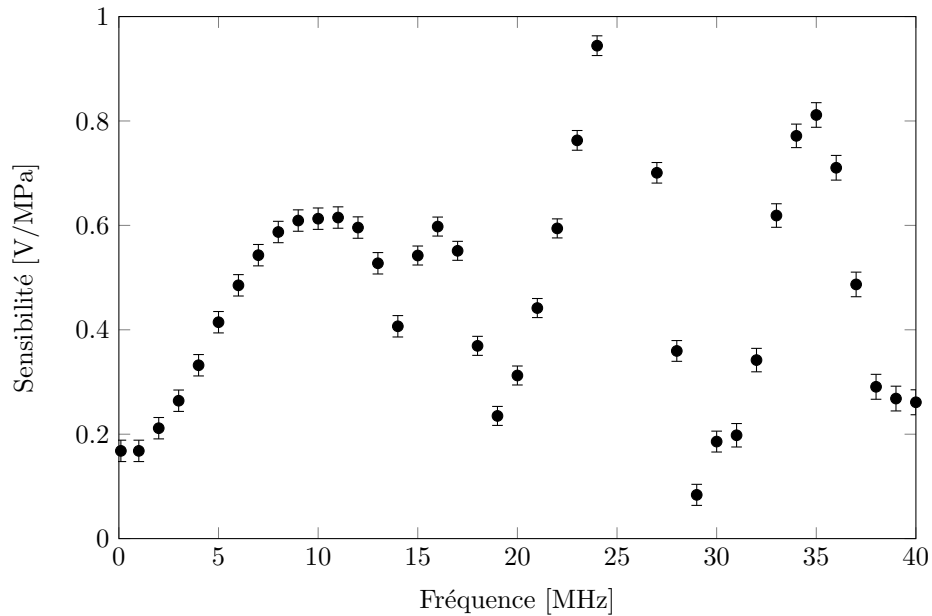


Figure C.1 Sensibilité de la fibre FP87-21 telle que fournie par le fabricant (*Precision Acoustics*)





# LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] (Avril 2003). <http://www.ondacorp.com/images/Gases.pdf> (page consultée le 2018-03-04).
- [2] (Avril 2003). <http://www.ondacorp.com/images/Liquids.pdf> (page consultée le 2018-02-23).
- [3] (Avril 2003). <http://www.ondacorp.com/images/LongPiezo.pdf> (page consultée le 2018-03-11).
- [4] (Avril 2003). <http://www.ondacorp.com/images/Plastics.pdf> (page consultée le 2018-02-23).
- [5] (Avril 2003). [www.ondacorp.com/images/Rubbers.pdf](http://www.ondacorp.com/images/Rubbers.pdf) (page consultée le 2018-01-14).
- [6] (Avril 2003). <http://www.ondacorp.com/images/Solids.pdf> (page consultée le 2018-02-25).
- [7] (Septembre 2018). <https://www.storzmedical.com/disciplines/urology/product-overview/modulith-slx-f2.html> (page consultée le 2018-09-08).
- [8] (Février 2018). [www.kayelaby.npl.co.uk/general\\_physics/2\\_4/2\\_4\\_1.html](http://www.kayelaby.npl.co.uk/general_physics/2_4/2_4_1.html) (page consultée le 2018-02-04).
- [9] (Octobre 2018). <https://soundbitemedical.com> (page consultée le 6 octobre 2018).
- [10] Alavi Tamaddoni, H., Roberts, W. W., Duryea, A. P., Cain, C. A. et Hall, T. L. (2016). Enhanced high-rate shockwave lithotripsy stone comminution in an in vivo porcine model using acoustic bubble coalescence. *Journal of Endourology*, volume 30, numéro 12, p. 1321–1325.
- [11] Albanis, S., Ather, H. M., Papatsoris, A. G., Masood, J., Staios, D., Sheikh, T., Akhtar, S. et Buchholz, N. (2009). Inversion, hydration and diuresis during extracorporeal shock wave lithotripsy : Does it improve the stone-free rate for lower pole stone clearance ? *Urologia Internationalis*, volume 83, numéro 2, p. 211–216.
- [12] Arenberg, D. L. (1948). Ultrasonic solid delay lines. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 20, numéro 1, p. 1–26.
- [13] Ashida, R., Kawabata, K.-i., Maruoka, T., Yamanaka, K., Yoshikawa, H., Ioka, T., Katayama, K. et Tanaka, S. (2018). Transluminal approach with bubble-seeded histotripsy for cancer treatment with ultrasonic mechanical effects. *Ultrasound in Medicine and Biology*, volume 44, numéro 5, p. 1031–1043.

- 
- [14] Asplin, J. R. (2009). Obesity and urolithiasis. *Advances in Chronic Kidney Disease*, volume 16, numéro 1, p. 11–20.
  - [15] Bailey, M. R., Cleveland, R. O., Colonius, T., Crum, L. A., Evan, A. P., Lingeman, J. E., McAteer, J. A., Sapozhnikov, O. A. et Williams, J. C. (2003). Cavitation in shock wave lithotripsy : the critical role of bubble activity in stone breakage and kidney trauma. Dans *IEEE Symposium on Ultrasonics*, volume 1. p. 724–727.
  - [16] Bessonova, O. V., Khokhlova, V. A., Bailey, M. R., Canney, M. S. et Crum, L. A. (2009). Focusing of high power ultrasound beams and limiting values of shock wave parameters. *Acoustical Physics*, volume 55, numéro 4, p. 463–473.
  - [17] Bhardwaj, M. C. (2008). Piezoelectric transducer with gas matrix. Brevet américain US 7,382,082 B2.
  - [18] Bhojani, N. et Lingeman, J. E. (2013). Shockwave lithotripsy & new concepts and optimizing treatment parameters. *Urologic Clinics*, volume 40, numéro 1, p. 59–66.
  - [19] Bierkens, A. F., Hendriks, A. J. M., de Kort, V. J. W., de Reyke, T., Bruynen, C. A. H., Bouve, E. R., Beek, T. V. D., Vos, P. et Berkel, H. V. (1992). Efficacy of second generation lithotriptors : A multicenter comparative study of 2,206 extracorporeal shock wave lithotripsy treatments with the siemens lithostar, dornier hm4, wolf piezolith 2300, direx tripter x-1 and breakstone lithotriptors. *The Journal of Urology*, volume 148, numéro 3, Part 2, p. 1052–1056.
  - [20] Bohris, C., Bayer, T. et Lechner, C. (2003). Hit/miss monitoring of ESWL by spectral doppler ultrasound. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 29, numéro 5, p. 705–712.
  - [21] Brikowski, T. H., Lotan, Y. et Pearle, M. S. (2008). Climate-related increase in the prevalence of urolithiasis in the united states. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, volume 105, numéro 28, p. 9841–9846.
  - [22] Buizza, A., dell’Aquila, T., Giribona, P. et Spagno, C. (1995). The performance of different pressure pulse generators for extracorporeal lithotripsy : A comparison based on commercial lithotripters for kidney stones. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 21, numéro 2, p. 259–272.
  - [23] Callens, D., Bruneel, C. et Assaad, J. (2004). Matching ultrasonic transducer using two matching layers where one of them is glue. *NDT & E Int.*, volume 37, numéro 8, p. 591–596.
  - [24] Carlson, J. E., van Deventer, J., Scolan, A. et Carlander, C. (2003). Frequency and temperature dependence of acoustic properties of polymers used in pulse-echo systems. *IEEE Ultrasonics Symposium*, volume 1, p. 885–888.
  - [25] Cartledge, J., Cross, W., Lloyd, S. et Joyce, A. (2001). The efficacy of a range of contact media as coupling agents in extracorporeal shockwave lithotripsy. *BJU International*, volume 88, numéro 4, p. 321–324.
-

- 
- [26] Cass, A. S. (1995). Comparison of first generation (dornier hm3) and second generation (medstone sts) lithotriptors : Treatment results with 13,864 renal and ureteral calculi. *The Journal of Urology*, volume 153, numéro 3, p. 588–592.
- [27] Cathignol, D., Mestas, J. L., Gomez, F. et Lenz, P. (1991). Influence of water conductivity on the efficiency and the reproducibility of electrohydraulic shock wave generation. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 17, numéro 8, p. 819–828.
- [28] Cathignol, E., Tavakkoli, J., Birer, A. et Arefiev, A. (1998). Comparison between the effects of cavitation induced by two different pressure-time shock waveform pulses. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, volume 45, numéro 3, p. 788–799.
- [29] CD, S., Jr, JC, L., AW, D. et et al (2014). Comparative effectiveness of shock wave lithotripsy and ureteroscopy for treating patients with kidney stones. *JAMA Surgery*, volume 149, numéro 7, p. 648–653.
- [30] Ceylan, C., Dogan, S., Saydam, G., Kocak, M. Z. et Doluoglu, O. G. (2013). Evaluation of the process of recycling and renal parenchymal injury after eswl with metabolites excreted in the urine. *Renal Failure*, volume 35, numéro 4, p. 466–471.
- [31] Chan, S., Stothers, L., Rowley, A., Perler, Z., Taylor, W. et Sullivan, L. (1995). A prospective trial comparing the efficacy and complications of the modified dornier hm3 and mfl 5000 lithotriptors for solitary renal calculi. *The Journal of Urology*, volume 153, numéro 6, p. 1794–1797.
- [32] Chang, C. C., Liang, S. M., Pu, Y. R., Chen, C. H., Chen, I., Chen, T. S., Kuo, C. L., Yu, F. M. et Chu, Z. F. (2001). In vitro study of the revised ultrasound based real-time tracking of renal stones for shock wave lithotripsy : Part 1. *The Journal of Urology*, volume 166, numéro 1, p. 28–32.
- [33] Chang, C. C., Manousakas, I., Pu, Y. R., Liang, S. M., Chen, C. H., Chen, T. S., Yu, F. M., Yang, W. H., Tong, Y. C. et Kuo, C. L. (2002). In vitro study of ultrasound based real-time tracking for renal stones in shock wave lithotripsy : Part ii—a simulated animal experiment. *The Journal of Urology*, volume 167, numéro 6, p. 2594–2597.
- [34] Chapelon, J.-Y., Cathignol, D., Cain, C., Ebbini, E., Kluiwstra, J.-U., Sapozhnikov, O. A., Fleury, G., Berriet, R., Chupin, L. et Guey, J.-L. (2000). New piezoelectric transducers for therapeutic ultrasound. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 26, numéro 1, p. 153–159.
- [35] Chaussy, C., Schmiedt, E., Jocham, D., Brendel, W., Forssmann, B. et Walther, V. (2002). First clinical experience with extracorporeally induced destruction of kidney stones by shock waves. *The Journal of Urology*, volume 167, numéro 5, p. 1957–1960.
- [36] Chaussy, C. G. et Tiselius, H.-G. (2012). *What You Should Know About Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy and How You Can Improve Your Performance*. Springer London, London, p. 383–393.
-

- 
- [37] Chaussy, C. G. et Tiselius, H.-G. (2018). How can and should we optimize extracorporeal shockwave lithotripsy ? *Urolithiasis*, volume 46, numéro 1, p. 3–17.
  - [38] Chen, C.-J., Hsu, H.-C., Chung, W.-S. et Yu, H.-J. (2009). Clinical experience with ultrasound-based real-time tracking lithotripsy in the single renal stone treatment. *Journal of Endourology*, volume 23, numéro 11, p. 1811–1815.
  - [39] Chen, G.-S., Liu, H.-C. et Lin, Y.-L. (2012). Comparison between 1–3 piezocomposite and pzt ceramic for high-intensity focused ultrasound transducer applications. *AIP Conference Proceedings*, volume 1481, numéro 1, p. 47–52.
  - [40] Chen, G.-S., Pan, C.-C., Lin, Y.-L. et Cheng, J.-S. (2014). Assessing the relationship between the inter-rod coupling and the efficiency of piezocomposite high-intensity focused ultrasound transducers. *Ultrasonics*, volume 54, numéro 3, p. 789–794.
  - [41] Chiong, E., Tay, S. P. H., Li, M. K., Shen, L., Kamaraj, R. et Esuvaranathan, K. (2005). Randomized controlled study of mechanical percussion, diuresis, and inversion therapy to assist passage of lower pole renal calculi after shock wave lithotripsy. *Urology*, volume 65, numéro 6, p. 1070–1074.
  - [42] Chitnis, P. V., Barbone, P. E. et Cleveland, R. O. (2008). Customization of the acoustic field produced by a piezoelectric array through interelement delays. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 123, numéro 6, p. 4174–4185.
  - [43] Chitnis, P. V. et Cleveland, R. O. (2006). Quantitative measurements of acoustic emissions from cavitation at the surface of a stone in response to a lithotripter shock wave. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 119, numéro 4, p. 1929–1932.
  - [44] Choi, M. J., Coleman, A. J. et Saunders, J. E. (1993). The influence of fluid properties and pulse amplitude on bubble dynamics in the field of a shock wave lithotripter. *Physics in Medicine & Biology*, volume 38, numéro 11, p. 1561–1573.
  - [45] Cleveland, R. O., Anglade, R. et Babayan, R. K. (2004). Effect of stone motion on in vitro comminution efficiency of storz modulith slx. *Journal of Endourology*, volume 18, numéro 7, p. 629–633.
  - [46] Cleveland, R. O., Lifshitz, D. A., Connors, B. A., Evan, A. P., Willis, L. R. et Crum, L. A. (1998). In vivo pressure measurements of lithotripsy shock waves in pigs. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 24, numéro 2, p. 293–306.
  - [47] Cleveland, R. O. et Sapozhnikov, O. A. (2005). Modeling elastic wave propagation in kidney stones with application to shock wave lithotripsy. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 118, numéro 4, p. 2667–2676.
  - [48] Cleveland, R. O., Sapozhnikov, O. A., Bailey, M. R. et Crum, L. A. (2000). A dual passive cavitation detector for localized detection of lithotripsy-induced cavitation in vitro. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 107, numéro 3, p. 1745–1758.
-



- 
- [49] Coleman, A. J. et Saunders, J. E. (1989). A survey of the acoustic output of commercial extracorporeal shock wave lithotripters. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 15, numéro 3, p. 213–227.
- [50] Coleman, A. J., Saunders, J. E., Crum, L. A. et Dyson, M. (1987). Acoustic cavitation generated by an extracorporeal shockwave lithotripter. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 13, numéro 2, p. 69–76.
- [51] Connors, B. A., McAteer, J. A., Evan, A. P., Blomgren, P. M., Handa, R. K., Johnson, C. D., Gao, S., Pishchalnikov, Y. A. et Lingeman, J. E. (2012). Evaluation of shock wave lithotripsy injury in the pig using a narrow focal zone lithotripter. *BJU International*, volume 110, numéro 9, p. 1376–1385.
- [52] Cox, T. J. et d’Antonio, P. (2009). *Acoustic Absorbers and Diffusers : Theory, Design and Application*, 2<sup>e</sup> édition. Routledge Taylor and Francis.
- [53] Crum, L. A. (1988). Cavitation microjets as a contributory mechanism for renal calculi disintegration in eswl. *The Journal of Urology*, volume 140, numéro 6, p. 1587–1590.
- [54] Davies, R. M. (1948). A critical study of the hopkinson pressure bar. *Philos. T. Roy. Soc. A*, volume 240, numéro 821, p. 375–457.
- [55] Davies, S. C., Hill, A. L., Holmes, R. B., Halliwell, M. et Jackson, P. C. (1994). Ultrasound quantitation of respiratory organ motion in the upper abdomen. *The British Journal of Radiology*, volume 67, numéro 803, p. 1096–1102.
- [56] de Vries, D. et Berkhout, A. J. (1981). Wave theoretical approach to acoustic focusing. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 70, numéro 3, p. 740–748.
- [57] Delius, M. (1997). Minimal static excess pressure minimises the effect of extracorporeal shock waves on cells and reduces it on gallstones. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 23, numéro 4, p. 611–617.
- [58] Delius, M. (2000). Lithotripsy. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 26, p. S55–S58.
- [59] Deliveliotis, C., Stavropoulos, N. I., Koutsokalis, G., Kostakopoulos, A. et Dimopoulos, C. (1996). Distal ureteral calculi : Ureteroscopy vs. eswl. a prospective analysis. *International Urology and Nephrology*, volume 28, numéro 5, p. 627–631.
- [60] Desilets, C. S., Fraser, J. D. et Kino, G. S. (1978). The design of efficient broad-band piezoelectric transducers. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, volume 25, numéro 3, p. 115–125.
- [61] Dhar, N. B., Thorton, J., Karafa, M. T. et Streem, S. B. (2004). A multivariable analysis of risk factors associated with subcapsular hematoma formation following electromagnetic shock wave lithotripsy. *The Journal of Urology*, volume 172, numéro 6, Part 1, p. 2271–2274.
-

- 
- [62] Dion, S. (2006). *Conception, fabrication et essai d'un émetteur/récepteur unidimensionnel pour un lithotriteur extracorporel à ondes de choc intelligent*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke.
- [63] Dion, S., Hebert, C. et Brouillette, M. (2009). Comparison of methods for generating shock waves in liquids. Dans Hannemann, K. et Seiler, F., *Shock Waves*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, p. 851–856.
- [64] Doré, B. (2005). Techniques et indications de la lithotritie extracorporelle (lec) en urologie. *Annales d'Urologie*, volume 39, numéro 3, p. 137–158.
- [65] Duryea, A. P. (2015). *Cavitation Control for Enhanced Commminution of Renal Calculi*. Thèse de doctorat, University of Michigan.
- [66] Duryea, A. P., Hall, T. L., Maxwell, A. D., Xu, Z., Cain, C. A. et Roberts, W. W. (2011). Histotripsy erosion of model urinary calculi. *Journal of Endourology*, volume 25, numéro 2, p. 341–344.
- [67] Duryea, A. P., Maxwell, A. D., Roberts, W. W., Xu, Z., Hall, T. L. et Cain, C. A. (2011). In-vitro comminution of model renal calculi using histotripsy. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, volume 58, numéro 5, p. 971–980.
- [68] Duryea, A. P., Roberts, W. W., Cain, C. A. et Hall, T. L. (2013). Controlled cavitation to augment swl stone comminution : mechanistic insights in vitro. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, volume 60, numéro 2, p. 301–309.
- [69] Duryea, A. P., Roberts, W. W., Cain, C. A. et Hall, T. L. (2015). Removal of residual cavitation nuclei to enhance histotripsy erosion of model urinary stones. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, volume 62, numéro 5, p. 896–904.
- [70] Duryea, A. P., Roberts, W. W., Cain, C. A., Tamaddoni, H. A. et Hall, T. L. (2014). Acoustic bubble removal to enhance SWL efficacy at high shock rate : An in vitro study. *Journal of Endourology*, volume 28, numéro 1, p. 90–95.
- [71] Egilmez, T., Tekin, M. I., Gonen, M., Kilinc, F., Goren, R. et Ozkardes, H. (2007). Efficacy and safety of a new-generation shockwave lithotripsy machine in the treatment of single renal or ureteral stones : Experience with 2670 patients. *Journal of Endourology*, volume 21, numéro 1, p. 23–27.
- [72] Eischeid, T. (2007). *University of Sherbrooke / Piezoelectric Comparisons* (Rapport technique UOFSHER-PIEZCOMP-032207). The Ultran Group.
- [73] Eisenmenger, W. (2001). The mechanisms of stone fragmentation in ESWL. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 27, numéro 5, p. 683–693.
-

- 
- [74] Eisenmenger, W., Du, X., Tang, C., Zhao, S., Wang, Y., Rong, F., Dai, D., Guan, M. et Qi, A. (2002). The first clinical results of “wide-focus and low-pressure” ESWL. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 28, numéro 6, p. 769–774.
- [75] El-Nahas, A. R., El-Assmy, A. M., Madbouly, K. et Sheir, K. Z. (2006). Predictors of clinical significance of residual fragments after extracorporeal shockwave lithotripsy for renal stones. *Journal of Endourology*, volume 20, numéro 11, p. 870–874.
- [76] Elkoushy, M. A., Hassan, J. A., Morehouse, D. D., Anidjar, M. et Andonian, S. (2011). Factors determining stone-free rate in shock wave lithotripsy using standard focus of storz modulith slx-f2 lithotripter. *Urology*, volume 78, numéro 4, p. 759–763.
- [77] Esch, E., Simmons, W. N., Sankin, G., Cocks, H. F., Preminger, G. M. et Zhong, P. (2010). A simple method for fabricating artificial kidney stones of different physical properties. *Urological Research*, volume 38, numéro 4, p. 315–319.
- [78] Evan, A. P., McAteer, J. A., Connors, B. A., Pishchalnikov, Y. A., Handa, R. K., Blomgren, P., Willis, L. R., Williams, J. C., Lingeman, J. E. et Gao, S. (2007). Independent assessment of a wide-focus, low-pressure electromagnetic lithotripter : absence of renal bioeffects in the pig. *BJU International*, volume 101, numéro 3, p. 382–388.
- [79] Evan, A. P., Willis, L. R., Lingeman, J. E. et McAteer, J. A. (1998). Renal trauma and the risk of long-term complications in shock wave lithotripsy. *Nephron*, volume 78, numéro 1, p. 1–8.
- [80] Evan, A. P., Willis, L. R., McAteer, J. A., Bailey, M. R., Connors, B. A., Shao, Y., Lingeman, J. E., Williams, JR, J. C., Fineberg, N. S. et Crum, L. A. (2002). Kidney damage and renal functional changes are minimized by waveform control that suppresses cavitation in shock wave lithotripsy. *The Journal of Urology*, volume 168, numéro 4, Part 1, p. 1556–1562.
- [81] Fernández, F., Fernández, G. et Loske, A. M. (2009). The importance of an expansion chamber during standard and tandem extracorporeal shock wave lithotripsy. *Journal of Endourology*, volume 23, numéro 4, p. 693–697.
- [82] Fernández, F., Fernández, G. et Loske, A. M. (2009). Treatment time reduction using tandem shockwaves for lithotripsy : An in vivo study. *Journal of Endourology*, volume 23, numéro 8, p. 1247–1253.
- [83] Field, J. E. (1991). The physics of liquid impact, shock wave interactions with cavities, and the implications to shock wave lithotripsy. *Physics in Medicine & Biology*, volume 36, numéro 11, p. 1475–1484.
- [84] Fine, J. K., Pak, C. Y. C., Preminger, G. M., Segura, J. W. et Marberger, M. (1995). Effect of medical management and residual fragments on recurrent stone formation following shock wave lithotripsy. *The Journal of Urology*, volume 153, numéro 1, p. 27–33.
-

- 
- [85] Fink, M. (1993). Time-reversal mirrors. *Journal of Physics D : Applied Physics*, volume 26, numéro 9, p. 1333–1350.
- [86] Fitch, D. A., Hoffmeister, B. K. et de Ana, J. (2010). Ultrasonic evaluation of polyether ether ketone and carbon fiber-reinforced peek. *Journal of Materials Science*, volume 45, numéro 14, p. 3768–3777.
- [87] Gallego-Juarez, J. A. (1989). Piezoelectric ceramics and ultrasonic transducers. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, volume 22, numéro 10, p. 804–816.
- [88] Gillitzer, R., Neisius, A., Wöllner, J., Hampel, C., Brenner, W., Bonilla, A. A. et Thüroff, J. (2009). Low-frequency extracorporeal shock wave lithotripsy improves renal pelvic stone disintegration in a pig model. *BJU International*, volume 103, numéro 9, p. 1284–1288.
- [89] Ginter, S., Burkhardt, M. et Vallon, P. (2010). *Richard Wolf : The piezoelectric ESWL - More than 20 years of clinical success worldwide*. 87–92 p.
- [90] Graber, S. F., Danuser, Hansjörganuser, H., Hochreiter, W. W. et Studer, U. E. (2003). A prospective randomized trial comparing 2 lithotriptors for stone disintegration and induced renal trauma. *The Journal of Urology*, volume 169, numéro 1, p. 54–57.
- [91] Graff, K. F. (1975). *Wave Motion in Elastic Solids*. Courier Dover Publications.
- [92] Greenstein, A. et Matzkin, H. (1999). Does the rate of extracorporeal shock wave delivery affect stone fragmentation? *Urology*, volume 54, numéro 3, p. 430–432.
- [93] Guangyan, L., A., M. J., Jr., W. J. C. et C., B. Z. (2014). Effect of the body wall on lithotripter shock waves. *Journal of Endourology*, volume 28, numéro 4, p. 446–452.
- [94] Hamilton, M. F. et Blackstock, D. T. (1997). *Nonlinear acoustics*, 1<sup>re</sup> édition. Academic Press.
- [95] Hammad, F. T. et Balakrishnan, A. (2010). The effect of fat and nonfat components of the skin-to-stone distance on shockwave lithotripsy outcome. *Journal of Endourology*, volume 24, numéro 11, p. 1825–1829.
- [96] Handa, R. K., McAteer, J. A., Evan, A. P., Connors, B. A., Pishchalnikov, Y. A. et Gao, S. (2009). Assessment of renal injury with a clinical dual-head lithotripter delivering 240 shock waves per minute. *The Journal of urology*, volume 181, numéro 2, p. 884–889.
- [97] Harper, J. D., Cunitz, B. W., Dunmire, B., Lee, F. C., Sorensen, M. D., Hsi, R. S., Thiel, J., Wessells, H., Lingeman, J. E. et Bailey, M. R. (2016). First in human clinical trial of ultrasonic propulsion of kidney stones. *The Journal of Urology*, volume 195, numéro 4, p. 956–964.
-

- 
- [98] Harrogate, S. R., Yick, L. S., Williams, J. C., Cleveland, R. O. et Turney, B. W. (2016). Quantification of the range of motion of kidney and ureteral stones during shockwave lithotripsy in conscious patients. *Journal of Endourology*, volume 30, numéro 4, p. 406–410.
- [99] Heimbach, D., Munver, R., Zhong, P., Jacobs, J., Hesse, A., Müller, S. et Preminger, G. (2000). Acoustic and mechanical properties of artificial stones in comparison to natural kidney stones. *The Journal of Urology*, volume 164, numéro 2, p. 537–544.
- [100] Holmer, N.-G., Almquist, L.-O., Hertz, T., Holm, A., Lindstedt, E., Persson, H. et Hertz, C. (1991). On the mechanism of kidney stone disintegration by acoustic shock waves. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 17, numéro 5, p. 479–489.
- [101] Holmes, S. A. V. et Whitfield, H. N. (1991). The current status of lithotripsy. *British Journal of Urology*, volume 68, numéro 4, p. 337–344.
- [102] Honeck, P., Wendt-Nordahl, G., Krombach, P., Bach, T., Häcker, A., Alken, P., Knoll, T. et Michel, M. S. (2009). Does open stone surgery still play a role in the treatment of urolithiasis? data of a primary urolithiasis center. *Journal of Endourology*, volume 23, numéro 7, p. 1209–1212.
- [103] Hu, Y. T., Qin, S., Hu, T., Ferrara, K. W. et Jiang, Q. (2005). Asymmetric oscillation of cavitation bubbles in a microvessel and its implications upon mechanisms of clinical vessel injury in shock-wave lithotripsy. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, volume 40, numéro 2, p. 341–350.
- [104] Huber, P., Jöchle, K. et Debus, J. (1998). Influence of shock wave pressure amplitude and pulse repetition frequency on the lifespan, size and number of transient cavities in the field of an electromagnetic lithotripter. *Physics in Medicine & Biology*, volume 43, numéro 10, p. 3113–3128.
- [105] Hussein, M. M. (2010). Does tamsulosin increase stone clearance after shockwave lithotripsy of renal stones? a prospective, randomized controlled study. *Scandinavian Journal of Urology and Nephrology*, volume 44, numéro 1, p. 27–31.
- [106] Ikeda, T., Yoshizawa, S., Tosaki, M., Allen, J. S., Takagi, S., Ohta, N., Kitamura, T. et Matsumoto, Y. (2006). Cloud cavitation control for lithotripsy using high intensity focused ultrasound. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 32, numéro 9, p. 1383–1397.
- [107] J, B. (2009). *Physical Principal of General and vascular Sonography*, chapitre 2—Interaction with Soft Tissue. San Francisco, CA, p. 230.
- [108] Jain, A. et Shah, T. K. (2007). Effect of air bubbles in the coupling medium on efficacy of extracorporeal shock wave lithotripsy. *European Urology*, volume 51, numéro 6, p. 1680–1687.
-



- 
- [109] Janetschek, G., Frauscher, F., Knapp, R., Hofle, G., Peschel, R. et Bartsch, G. (1997). New onset hypertension after extracorporeal shock wave lithotripsy : Age related incidence and prediction by intrarenal resistive index. *The Journal of Urology*, volume 158, numéro 2, p. 346–351.
- [110] Jean-Marie Dorlot, Jean-Paul Bailon, J. M. (1986). *Des matériaux*, 2<sup>e</sup> édition. École Polytechnique de Montréal.
- [111] Juan, H.-C., Lin, H.-Y., Chou, Y.-H., Yang, Y.-H., Shih, P. M.-C., Chuang, S.-M., Shen, J.-T. et Juan, Y.-S. (2012). Abdominal fat distribution on computed tomography predicts ureteric calculus fragmentation by shock wave lithotripsy. *European Radiology*, volume 22, numéro 8, p. 1624–1630.
- [112] Karlsen, S. J., Renkel, J., Tahir, A. R., Angelsen, A. et Diep, L. M. (2007). Extracorporeal shockwave lithotripsy versus ureteroscopy for 5- to 10-mm stones in the proximal ureter : Prospective effectiveness patient-preference trial. *Journal of Endourology*, volume 21, numéro 1, p. 28–33.
- [113] Kato, Y., Yamaguchi, S., Hori, J., Okuyama, M. et KAakizaki, H. (2006). Improvement of stone comminution by slow delivery rate of shock waves in extracorporeal lithotripsy. *International Journal of Urology*, volume 13, numéro 12, p. 1461–1465.
- [114] Kerbl, K., Rehman, J., Landman, J., Lee, D., Sundaram, C. et Clayman, R. V. (2002). Current management of urolithiasis : Progress or regress? *Journal of Endourology*, volume 16, numéro 5, p. 281–288.
- [115] Khalil, M. M. (2012). Which is more important in predicting the outcome of extracorporeal shockwave lithotripsy of solitary renal stones : Stone location or stone burden? *Journal of Endourology*, volume 26, numéro 5, p. 535–539.
- [116] Kim, M., Kim, J. et Cao, W. (2005). Aspect ratio dependence of electromechanical coupling coefficient of piezoelectric resonators. *Applied Physics Letters*, volume 87, numéro 13, p. 132901.
- [117] Kino, G. S. (1987). *Acoustic waves : devices, imaging, and analog signal processing*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J.
- [118] Kolsky, H. (1963). *Stress Waves in Solids*. Dover.
- [119] Kracht, J. M. (2006). *Tracking Kidney Stones With Sound During Shock Wave Lithotripsy*. Thèse de doctorat, Boston University, College of Engineering.
- [120] Krambeck, A. E., Gettman, M. T., Rohlinger, A. L., Lohse, C. M., Patterson, D. E. et Segura, J. W. (2006). Diabetes mellitus and hypertension associated with shock wave lithotripsy of renal and proximal ureteral stones at 19 years of followup. *The Journal of Urology*, volume 175, numéro 5, p. 1742–1747.
- [121] Kuo, R. L., Paterson, R. F., Siquiera, Tibério M., J., Evan, A. P., McAteer, J. A., Williams, James C., J. et Lingeman, J. E. (2003). In vitro assessment of ultrasonic lithotrippers. *The Journal of Urology*, volume 170, numéro 4, p. 1101–1104.
-

- 
- [122] Landau, E. H., Shenfeld, O. Z., Pode, D., Shapiro, A., Meretyk, S., Katz, G., Katz, R., Duvdevani, M., Hardak, B., Cipele, H., Hidas, G., Yutkin, V. et Gofrit, O. N. (2009). Extracorporeal shock wave lithotripsy in prepubertal children : 22-year experience at a single institution with a single lithotripter. *The Journal of Urology*, volume 182, numéro 4, Supplement, p. 1835–1840.
- [123] Lee, C., Best, S. L., Ugarte, R. et Monga, M. (2008). Impact of learning curve on efficacy of shock wave lithotripsy. *Radiologic Technology*, volume 80, numéro 1, p. 20–24.
- [124] Lee, H. J., Zhang, S., Geng, X. et Shrout, T. R. (2012). Electroacoustic response of 1-3 piezocomposite transducers for high power applications. *Applied Physics Letters*, volume 101, numéro 25, p. 253504.
- [125] Lee, Y.-S. (1993). *Numerical Solution of the KZK Equation for Pulsed Finite Amplitude Sound Beams in Thermoviscous Fluids*. Thèse de doctorat, The University of Texas at Austin, 259 p.
- [126] Leighton, T. G. (2007). What is ultrasound? *Progress in Biophysics and Molecular Biology*, volume 93, numéro 1, p. 3 – 83.
- [127] Leighton, T. G. et Cleveland, R. O. (2010). Lithotripsy. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part H : Journal of Engineering in Medicine*, volume 224, numéro 2, p. 317–342.
- [128] Leighton, T. G., Fedele, F., Coleman, A. J., McCarthy, C., Ryves, S., Hurrell, A. M., De Stefano, A. et White, P. R. (2008). A passive acoustic device for real-time monitoring of the efficacy of shockwave lithotripsy treatment. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 34, numéro 10, p. 1651–1665.
- [129] Leong, W. S., Liong, M. L., Liong, Y. V., Wu, D. B.-C. et Lee, S. W. H. (2014). Does simultaneous inversion during extracorporeal shock wave lithotripsy improve stone clearance : A long-term, prospective, single-blind, randomized controlled study. *Urology*, volume 83, numéro 1, p. 40–44.
- [130] Li, G., McAteer, J. A., Williams, J. C. et Berwick, Z. C. (2014). Effect of the body wall on lithotripter shock waves. *Journal of Endourology*, volume 28, numéro 4, p. 446–452.
- [131] Li, G., McAteer, J. A., Williams, J. C. et Berwick, Z. C. (2014). Effect of the body wall on lithotripter shock waves. *Journal of Endourology*, volume 28, numéro 4, p. 446–452.
- [132] Lin, K. W., Kim, Y., Maxwell, A. D., Wang, T. Y., Hall, T. L., Xu, Z., Fowlkes, J. B. et Cain, C. A. (2014). Histotripsy beyond the intrinsic cavitation threshold using very short ultrasound pulses : microtripsy. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, volume 61, numéro 2, p. 251–265.
-

- 
- [133] Lingeman, J. E., McAteer, J. A., Gnessin, E. et Evan, A. P. (2009). Shock wave lithotripsy : advances in technology and technique. *Nature reviews. Urology*, volume 6, numéro 12, p. 660–670.
- [134] Lingeman, J. E., Woods, J. R. et Nelson, D. R. (1995). Commentary on ESWL and blood pressure. *The Journal of Urology*, volume 154, numéro 1, p. 2–4.
- [135] Liston, T. G., Montgomery, B. S. I., Bultitude, M. I. et Tiptaft, R. C. (May 1992). Extracorporeal shock wave lithotripsy with the storz modulith SL20 : the first 500 patients. *British Journal of Urology*, volume 69, numéro 5, p. 465–469.
- [136] Liu, LR, L. Q.-W. Q. L. Z. et Xu, Y. (2013). Percussion, diuresis, and inversion therapy for the passage of lower pole kidney stones following shock wave lithotripsy. *Cochrane Database of Systematic Reviews*, , numéro 12, p. CD008569.
- [137] Liu, Y. et Zhong, P. (2002). Begostone—a new stone phantom for shock wave lithotripsy research (1). *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 112, numéro 4, p. 1265–1268.
- [138] Lokhandwalla, M., McAteer, J. A., Jr, J. C. W. et Sturtevant, B. (2001). Mechanical haemolysis in shock wave lithotripsy (swl) : li. in vitro cell lysis due to shear. *Physics in Medicine & Biology*, volume 46, numéro 4, p. 1245–1264.
- [139] Lokhandwalla, M. et Sturtevant, B. (2000). Fracture mechanics model of stone comminution in eswl and implications for tissue damage. *Physics in Medicine & Biology*, volume 45, numéro 7, p. 1923–1940.
- [140] Loske, A. M. (2010). The role of energy density and acoustic cavitation in shock wave lithotripsy. *Ultrasonics*, volume 50, numéro 2, p. 300–305.
- [141] Loske, A. M., Prieto, F. E., Fernández, F. et van Cauwelaert, J. (2002). Tandem shock wave cavitation enhancement for extracorporeal lithotripsy. *Physics in Medicine & Biology*, volume 47, numéro 22, p. 3945–3957.
- [142] Madbouly, K., El-Tirafi, A. M., Seida, M., El-Faqih, S. R., Atassi, R. et Talic, R. F. (2005). Slow versus fast shock wave lithotripsy rate for urolithiasis : A prospective randomized study. *The Journal of Urology*, volume 173, numéro 1, p. 127–130.
- [143] Malaki, M., Baghizadeh, E., Abdullah, A. et Heidari-Chamshiri, Z. (2010). Complications due to extracorporeal shock wave lithotripsy and role of cavitation bubbles impacts. *International Journal of Internal Medicine*, volume 2, numéro 1, p. 6–10.
- [144] Manousakas, I., Pu, Y., Chang, C. et Liang, S. (2006). Ultrasound image analysis for renal stone tracking during extracorporeal shock wave lithotripsy. Dans *2006 International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*. p. 2746–2749.
- [145] Manzanares-Martinez, B., Ramos-Mendieta, F. et Baltazar, A. (2010). Ultrasonic elastic modes in solid bars : An application of the plane wave expansion method. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 127, numéro 6, p. 3503–3510.
-

- 
- [146] Matlaga, B. R., McAteer, J. A., Connors, B. A., Handa, R. K., Evan, A. P., Williams, J. C., Lingeman, J. E. et Willis, L. R. (2008). Potential for cavitation-mediated tissue damage in shockwave lithotripsy. *Journal of Endourology*, volume 22, numéro 1, p. 121–126.
- [147] Matlaga, B. R. et Semins, M. J. (2009). How to improve results with extracorporeal shock wave lithotripsy. *Therapeutic Advances in Urology*, volume 1, numéro 2, p. 99–105.
- [148] Maxwell, A. D., Cunitz, B. W., Kreider, W., Sapozhnikov, O. A., Hsi, R. S., Harper, J. D., Bailey, M. R. et Sorensen, M. D. (2015). Fragmentation of urinary calculi in-vitro by burst wave lithotripsy. *The Journal of Urology*, volume 193, numéro 1, p. 338–344.
- [149] Maxwell, A. D., Wang, T.-Y., Cain, C. A., Fowlkes, J. B., Sapozhnikov, O. A., Bailey, M. R. et Xu, Z. (2011). Cavitation clouds created by shock scattering from bubbles during histotripsy. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 130, numéro 4, p. 1888–1898.
- [150] Maxwell, A. D., Wang, T.-Y., Yuan, L., Duryea, A. P., Xu, Z. et Cain, C. A. (2010). A tissue phantom for visualization and measurement of ultrasound-induced cavitation damage. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 36, numéro 12, p. 2132–2143.
- [151] May, J. (1960). Wire-type dispersive ultrasonic delay lines. *Ultrasonic Engineering, IRE Transactions on*, volume 7, numéro 2, p. 44–52.
- [152] May, P. C., Kreider, W., Maxwell, A. D., Wang, Y.-N., Cunitz, B. W., Blomgren, P. M., Johnson, C. D., Park, J. S., Bailey, M. R., Lee, D., Harper, J. D. et Sorensen, M. D. (2017). Detection and evaluation of renal injury in burst wave lithotripsy using ultrasound and magnetic resonance imaging. *Journal of Endourology*, volume 31, numéro 8, p. 786–792.
- [153] McAteer, J. A., Evan, A. P., Williams, J. C. et Lingeman, J. E. (2009). Treatment protocols to reduce renal injury during shock wave lithotripsy. *Current opinion in urology*, volume 19, numéro 2, p. 192–195.
- [154] McAteer, J. A., Evan, A. P., Willis, L. R., Connors, B. A., Williams, J. C., Pishchalnikov, Y. A. et Lingeman, J. E. (2007). Shock wave injury to the kidney in SWL : Review and perspective. *AIP Conference Proceedings*, volume 900, numéro 1, p. 287–301.
- [155] McAteer, J. A., Williams, J. C., Cleveland, R. O., Van Cauwelaert, J., Bailey, M. R., Lifshitz, D. A. et Evan, A. P. (2005). Ultracal-30 gypsum artificial stones for research on the mechanisms of stone breakage in shock wave lithotripsy. *Urological Research*, volume 33, numéro 6, p. 429–434.
- [156] McKeighen, R. E. (1998). Design guidelines for medical ultrasonic arrays. *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering*, volume 3341, p. 2–18.
-

- 
- [157] Mezentsev, V. A. (2005). Extracorporeal shock wave lithotripsy in the treatment of renal pelvicalyceal stones in morbidly obese patients. *International braz j urol*, volume 31, p. 105–110.
- [158] Miller, N. L. et Lingeman, J. E. (2006). Treatment of kidney stones : current lithotripsy devices are proving less effective in some cases. *Nature Clinical Practice Urology*, volume 3, p. 236–237.
- [159] Montaldo, G., Roux, P., Derode, A., Negreira, C. et Fink, M. (2001). Generation of very high pressure pulses with 1-bit time reversal in a solid waveguide. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 110, numéro 6, p. 2849–2857.
- [160] Montaldo, G., Roux, P., Derode, A., Negreira, C. et Fink, M. (2002). Ultrasound shock wave generator with one-bit time reversal in a dispersive medium, application to lithotripsy. *Applied Physics Letters*, volume 80, numéro 5, p. 897–899.
- [161] Morris, P., Hurrell, A., Shaw, A., Zhang, E. et Beard, P. (2009). A fabry-pérot fiber-optic ultrasonic hydrophone for the simultaneous measurement of temperature and acoustic pressure. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 125, numéro 6, p. 3611–3622.
- [162] Mota, A., Knap, J. et Ortiz, M. (2006). Three-dimensional fracture and fragmentation of artificial kidney stones. *Journal of Physics : Conference Series*, volume 46, numéro 1, p. 299–303.
- [163] MS, L. et CS, S. (2018). *Urologic Diseases in America*, chapitre Tables 9-2, 9-3, Chapter 9 Urinary Tract Stones. Numéro 12-7865 (NIH Publication), US Department of Health and Human Services, Public Health Service, National Institutes of Health, National Institute of Diabetes and Digestive and Kidney Diseases, Washington, DC : US Government Printing Office, p. 313–345.
- [164] MS, L. et CS, S. (2018). *Urologic Diseases in America*, chapitre Tables 14-14, 14-47, 14-49 Chapter 14 Economic Impact of Urologic Disease. Numéro 12-7865 (NIH Publication), US Department of Health and Human Services, Public Health Service, National Institutes of Health, National Institute of Diabetes and Digestive and Kidney Diseases, Washington, DC : US Government Printing Office, p. 463–496.
- [165] Muruganandham, K. et Srivastava, A. (2007). Does treatment rate impact the efficacy of extracorporeal shock wave lithotripsy for kidney or ureteral stones ? *Indian Journal of Urology : IJU : Journal of the Urological Society of India*, volume 23, numéro 1, p. 87–88.
- [166] Neisius, D. A. (2006). Clinical experience with the latest generation piezoelectric extracorporeal shockwave lithotripsy system. *European Kidney & Urological Disease*, p. 81–83.
- [167] Neucks, J. S., Pishchalnikov, Y. A., Zancanaro, A. J., VonDerHaar, J. N., Williams, J. C. et McAteer, J. A. (2008). Improved acoustic coupling for shock wave lithotripsy. *Urological Research*, volume 36, numéro 1, p. 61–66.
-



- 
- [168] Newnham, R., Skinner, D. et Cross, L. (1978). Connectivity and piezoelectric-pyroelectric composites. *Materials Research Bulletin*, volume 13, numéro 5, p. 525–536.
- [169] Nielsen, T. et Jensen, J. (2017). Efficacy of commercialised extracorporeal shock wave lithotripsy service : A review of 589 renal stones. *BMC Urology*, volume 17, p. 1–5.
- [170] Ohl, C. D. et Ikink, R. (2003). Shock-wave-induced jetting of micron-size bubbles. *Phys Rev Lett*, volume 90, numéro 21, p. 214502.
- [171] Olympus (2004). *Introduction to Phased Array Ultrasonic technology Applications*. Advanced Practical NDT Series, Olympus NDT, Waltham, MA, USA.
- [172] Onoe, M., McNiven, H. D. et Mindlin, R. D. (1962). Dispersion of axially symmetric waves in elastic rods. *J. Appl. Mech.*, volume 29, numéro 4, p. 729–734.
- [173] Ordon, M., Ghiculete, D., Pace, K. T. et Honey, R. J. D. (2012). Does the radiologic technologist or the fluoroscopy time affect treatment success with shockwave lithotripsy? *Journal of Endourology*, volume 26, numéro 8, p. 1065–1069.
- [174] Orkisz, M., Farchtchain, T., Saighi, D., Bourlion, M., Thiounn, N., Gimenez, G., Debre, B. et Flam, T. A. (1998). Image based renal stone tracking to improve efficacy in extracorporeal lithotripsy. *The Journal of Urology*, volume 160, numéro 4, p. 1237–1240.
- [175] Osman, M. M., Alfano, Y., Kamp, S., Haecker, A., Alken, P., Michel, M. S. et Knoll, T. (2005). 5-year-follow-up of patients with clinically insignificant residual fragments after extracorporeal shockwave lithotripsy. *European Urology*, volume 47, numéro 6, p. 860–864.
- [176] Osuga, M., Yasuda, J., Jimbo, H., Yoshizawa, S. et ichiro Umemura, S. (2016). Acceleration of lithotripsy using cavitation bubbles induced by second-harmonic superimposition. *Japanese Journal of Applied Physics*, volume 55, numéro 7S1, p. 07KF18.
- [177] Owen, N. R., Bailey, M. R., Crum, L. A., Sapozhnikov, O. A. et Trusov, L. A. (2007). The use of resonant scattering to identify stone fracture in shock wave lithotripsy. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 121, numéro 1, p. EL41–EL47.
- [178] Pace, K. T., Ghiculete, D., Harju, M. et Honey, R. J. D. (2005). Shock wave lithotripsy at 60 or 120 shocks per minute : A randomized, double-blind trial. *The Journal of Urology*, volume 174, numéro 2, p. 595–599.
- [179] Papadoukakis, S., Stolzenburg, J.-U. et Truss, M. C. (2006). Treatment strategies of ureteral stones. *EAU-EBU Update Series*, volume 4, numéro 5, p. 184–190.
- [180] Papoulis, A. (1977). *Signal analysis*. McGraw-Hill.
-

- 
- [181] Pareek, G., Hedican, S. P., Lee, Fred T., J. et Nakada, S. Y. (2005). Shock wave lithotripsy success determined by skin-to-stone distance on computed tomography. *Urology*, volume 66, numéro 5, p. 941–944.
- [182] Parks, J. H., Worcester, E. M., Coe, F. L., Evan, A. P. et Lingeman, J. E. (2004). Clinical implications of abundant calcium phosphate in routinely analyzed kidney stones. *Kidney International*, volume 66, numéro 2, p. 777–785.
- [183] Patel, T., Kozakowski, K., Hrubby, G. et Gupta, M. (2009). Skin to stone distance is an independent predictor of stone-free status following shockwave lithotripsy. *Journal of Endourology*, volume 23, numéro 9, p. 1383–1385.
- [184] Paterson, R. F., Kim, S. C., Kuo, R. L., Lingeman, J. E., Evan, A. P., Connors, B. A., Williams, J. C. et McAteer, J. A. (2005). Shock wave lithotripsy of stones implanted in the proximal ureter of the pig. *The Journal of Urology*, volume 173, numéro 4, p. 1391–1394.
- [185] Paterson, R. F., Lifshitz, D. A., Lingeman, J. E., Evan, A. P., Connors, B. A., Fineberg, N. S., Williams, James C., J. et McAteer, J. A. (2002). Stone fragmentation during shock wave lithotripsy is improved by slowing the shock wave rate : Studies with a new animal model. *The Journal of Urology*, volume 168, numéro 5, p. 2211–2215.
- [186] Pearle, M. S., Calhoun, E. A. et Curhan, G. C. (2005). Urologic diseases in america project : Urolithiasis. *The Journal of Urology*, volume 173, numéro 3, p. 848–857.
- [187] Perks, A. E., Schuler, T. D., Lee, J., Ghiculete, D., Chung, D.-G., D'A Honey, R. J. et Pace, K. T. (2008). Stone attenuation and skin-to-stone distance on computed tomography predicts for stone fragmentation by shock wave lithotripsy. *Urology*, volume 72, numéro 4, p. 765–769.
- [188] Pishchalnikov, Y. A., McAteer, J. A., James C. Williams, J., Connors, B. A., Handa, R. K., Lingeman, J. E. et Evan, A. P. (2013). Evaluation of the lithogold lg-380 lithotripter : In vitro acoustic characterization and assessment of renal injury in the pig model. *Journal of Endourology*, volume 27, numéro 5, p. 631–639.
- [189] Pishchalnikov, Y. A., McAteer, J. A., Pishchalnikova, I. V., Williams, J. C., Bailey, M. R. et Sapozhnikov, O. A. (2008). Bubble proliferation in shock wave lithotripsy occurs during inertial collapse. *AIP Conference Proceedings*, volume 1022, numéro 1, p. 460–463.
- [190] Pishchalnikov, Y. A., McAteer, J. A., VonDerHaar, R. J., Pishchalnikova, I. V. et Williams, J. C. (2008). The characteristics of broad and narrow focal zone lithotripters. *AIP Conference Proceedings*, volume 1049, numéro 1, p. 238–242.
- [191] Pishchalnikov, Y. A., McAteer, J. A., VonDerHaar, R. J., Pishchalnikova, I. V., Williams, J. C. et Evan, A. P. (2006). Detection of significant variation in acoustic output of an electromagnetic lithotripter. *The Journal of urology*, volume 176, numéro 5, p. 2294–2298.
-

- 
- [192] Pishchalnikov, Y. A., McAteer, J. A. et Williams, J. C. (2008). Effect of firing rate on the performance of shock wave lithotriptors. *BJU international*, volume 102, numéro 11, p. 1681–1686.
- [193] Pishchalnikov, Y. A., McAteer, J. A., Williams, J. C., Pishchalnikova, I. V. et VonDerHaar, R. J. (2006). Why stones break better at slow shock wave rate than at fast rate : In vitro study with a research electrohydraulic lithotripter. *Journal of endourology / Endourological Society*, volume 20, numéro 8, p. 537–541.
- [194] Pishchalnikov, Y. A., Neucks, J. S., VonDerHaar, R. J., Pishchalnikova, I. V., Williams, James C., J. et McAteer, J. A. (2006). Air pockets trapped during routine coupling in dry head lithotripsy can significantly decrease the delivery of shock wave energy. *The Journal of Urology*, volume 176, numéro 6, p. 2706–2710.
- [195] Pishchalnikov, Y. A., Sapozhnikov, O. A., Bailey, M. R., Pishchalnikova, I. V., Williams, J. C. et McAteer, J. A. (2005). Cavitation selectively reduces the negative-pressure phase of lithotripter shock pulses. *Acoustics research letters online : ARLO*, volume 6, numéro 4, p. 280–286.
- [196] Pishchalnikov, Y. A., Sapozhnikov, O. A., Bailey, M. R., Williams, J. C., Cleveland, R. O., Colonius, T., Crum, L. A., Evan, A. P. et McAteer, J. A. (2003). Cavitation bubble cluster activity in the breakage of kidney stones by lithotripter shockwaves. *Journal of Endourology*, volume 17, numéro 7, p. 435–446.
- [197] Pishchalnikov, Y. A., Williams, J. C. et McAteer, J. A. (2011). Bubble proliferation in the cavitation field of a shock wave lithotripter. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 130, numéro 2, p. EL87–EL93.
- [198] Portis, A. J., Yan, Y., Pattaras, J. G., Andreoni, C., Moore, R. et Clayman, R. V. (2003). Matched pair analysis of shock wave lithotripsy effectiveness for comparison of lithotriptors. *The Journal of Urology*, volume 169, numéro 1, p. 58–62.
- [199] Preminger, G. M., Tiselius, H.-G., Assimos, D. G., Alken, P., Buck, C., Gallucci, M., Knoll, T., Lingeman, J. E., Nakada, S. Y., Pearle, M. S., Sarica, K., Türk, C. et Wolf, J. Stuart, J. (2007). 2007 guideline for the management of ureteral calculi. *The Journal of Urology*, volume 178, numéro 6, p. 2418–2434.
- [200] Puckett, A. (2004). *An Experimental and Theoretical Investigation Fo Axially Symmetric Wave Propagation in Thick Cylindrical Waveguides*. Thèse de doctorat, University of Maine.
- [201] Puckett, A. D. et Peterson, M. (2005). A semi-analytical model for predicting multiple propagating axially symmetric modes in cylindrical waveguides. *Ultrasonics*, volume 43, numéro 3, p. 197–207.
- [202] Puckett, A. D. et Peterson, M. L. (2003). A time-reversal mirror in a solid circular waveguide using a single, time-reversal element. *Acoust. Res. Lett. Online*, volume 4, numéro 2, p. 31–36.
-

- 
- [203] Puckett, A. D. et Peterson, M. L. (2005). Individual longitudinal pochhammerchree modes in observed experimental signals. *Acoustics Research Letters Online*, volume 6, numéro 4, p. 268–273.
- [204] Rassweiler, J., Gumpinger, R., Mayer, R., Kohl, H., Schmidt, A. et Eisenberger, F. (1987). Extracorporeal piezoelectric lithotripsy using the wolf-lithotriptor versus low energy lithotripsy with the modified dornier HM-3 : a cooperative study. *World Journal of Urology*, volume 5, numéro 4, p. 218–224.
- [205] Rassweiler, J., Rassweiler, M.-C., Frede, T. et Alken, P. (2014). Extracorporeal shock wave lithotripsy : An opinion on its future. *Indian Journal of Urology : IJU : Journal of the Urological Society of India*, volume 30, numéro 1, p. 73–79.
- [206] Rassweiler, J., Rassweiler, M.-C., Kenngott, H., Frede, T., Michel, M.-S., Alken, P. et Clayman, R. (2013). The past, present and future of minimally invasive therapy in urology : A review and speculative outlook. *Minimally Invasive Therapy & Allied Technologies*, volume 22, numéro 4, p. 200–209.
- [207] Rassweiler, J. J., Knoll, T., Köhrmann, K.-U., McAteer, J. A., Lingeman, J. E., Cleveland, R. O., Bailey, M. R. et Chaussy, C. (2011). Shock wave technology and application : An update. *European Urology*, volume 59, numéro 5, p. 784–796.
- [208] Rassweiler, J. J., Tailly, G. G. et Chaussy, C. (2005). Progress in lithotriptor technology. *EAU Update Series*, volume 3, numéro 1, p. 17–36.
- [209] Rhee, S., Ritter, T. A., Shung, K. K., Wang, H. et Cao, W. (2001). Materials for acoustic matching in ultrasound transducers. *IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. An International Symposium*, volume 2, p. 1051–1055.
- [210] Riel, L.-P., Dion, S., Brouillette, M., Bérubé, S., Despatis, M.-A. et Bousser, E. (2014). Characterization of calcified plaques retrieved from occluded arteries and comparison with potential artificial analogues. *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, , numéro 46469, p. 1–11.
- [211] Ringdén, I. et Tiselius, H.-G. (2007). Composition and clinically determined hardness of urinary tract stones. *Scandinavian Journal of Urology and Nephrology*, volume 41, numéro 4, p. 316–323.
- [212] Rink, K., Delacrétaz, G., Pittomvils, G., Boving, R. et Lafaut, J. P. (1994). Incidence of cavitation in the fragmentation process of extracorporeal shock wave lithotriptors. *Applied Physics Letters*, volume 64, numéro 19, p. 2596–2598.
- [213] Roberts, W. W. (2014). Development and translation of histotripsy : Current status and future directions. *Current opinion in urology*, volume 24, numéro 1, p. 104–110.
- [214] Roberts, W. W., Hall, T. L., Ives, K., Wolf, J. S., Fowlkes, J. B. et Cain, C. A. (2006). Pulsed cavitation ultrasound : A noninvasive technology for controlled tissue ablation (histotripsy) in the rabbit kidney. *The Journal of Urology*, volume 175, numéro 2, p. 734–738.
-

- 
- [215] Roux, P. et Fink, M. (2000). Time reversal in a waveguide : Study of the temporal and spatial focusing. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 107, numéro 5, p. 2418–2429.
- [216] Sampaio, F. J., Pereira-Sampaio, M. A. et Favorito, L. A. (1998). The pig kidney as an endourologic model : Anatomic contribution. *Journal of Endourology*, volume 12, numéro 1, p. 45–50.
- [217] Sankin, G. N. (2004). Spherical focusing of acoustic pulses in a liquid. *Acoustical Physics*, volume 50, numéro 2, p. 212–221.
- [218] Sapozhnikov, O. A., Khokhlova, V. A., Bailey, M. R., Williams, J. C., McAteer, J. A., Cleveland, R. O. et Crum, L. A. (2002). Effect of overpressure and pulse repetition frequency on cavitation in shock wave lithotripsy. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 112, numéro 3, p. 1183–1195.
- [219] Sapozhnikov, O. A., Maxwell, A. D., MacConaghy, B. et Bailey, M. R. (2007). A mechanistic analysis of stone fracture in lithotripsy. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 121, numéro 2, p. 1190–1202.
- [220] Sapozhnikov, O. A., Trusov, L. A., Owen, N. R., Bailey, M. R. et Cleveland, R. O. (2006). Detecting fragmentation of kidney stones in lithotripsy by means of shock wave scattering. *AIP Conference Proceedings*, volume 829, numéro 1, p. 308–312.
- [221] Sass, W., Bräunlich, M., P Dreyer, H., Matura, E., Folberth, W., G Preismeyer, H. et Seifert, J. (1991). *The mechanisms of stone disintegration by shock waves*, volume 17. 239–243 p.
- [222] Schade, G. R., Keller, J., Ives, K., Cheng, X., Rosol, T. J., Keller, E. et Roberts, W. W. (2012). Histotripsy focal ablation of implanted prostate tumor in an ace-1 canine cancer model. *The Journal of Urology*, volume 188, numéro 5, p. 1957–1964.
- [223] Schwartz, L. H., Richaud, J., Buffat, L., Touboul, E. et Schlienger, M. (1994). Kidney mobility during respiration. *Radiotherapy and Oncology*, volume 32, numéro 1, p. 84–86.
- [224] Seibold, J., Rassweiler, J., Schmidt, A. et Eisenberger, F. (1988). *Advanced Technology in Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy The Dornier MPL 9000 versus the Upgraded Dornier HM3*. Springer US, Boston, MA, p. 231–234.
- [225] Seitz, C., Liatsikos, E., Porpiglia, F., Tiselius, H.-G. et Zwergel, U. (2009). Medical therapy to facilitate the passage of stones : What is the evidence ? *European Urology*, volume 56, numéro 3, p. 455–471.
- [226] Semins, M. J., Trock, B. J. et Matlaga, B. R. (2008). The effect of shock wave rate on the outcome of shock wave lithotripsy : A meta-analysis. *The Journal of Urology*, volume 179, numéro 1, p. 194–197.
-



- 
- [227] Sferruzza, J. P., Birer, A. et Cathignol, D. (2000). Generation of very high pressure pulses at the surface of a sandwiched piezoelectric material. *Ultrasonics*, volume 38, numéro 10, p. 965–968.
- [228] Shah, A., Owen, N. R., Lu, W., Cunitz, B. W., Kaczkowski, P. J., Harper, J. D., Bailey, M. R. et Crum, L. A. (2010). Novel ultrasound method to reposition kidney stones. *Urological research*, volume 38, numéro 6, p. 491–495.
- [229] Shao, Y., Connors, B. A., Evan, A. P., Willis, L. R., Lifshitz, D. A. et Lingeman, J. E. (2003). Morphological changes induced in the pig kidney by extracorporeal shock wave lithotripsy : Nephron injury. *The Anatomical Record Part A : Discoveries in Molecular, Cellular & Evolutionary Biology*, volume 275A, numéro 1, p. 979–989.
- [230] Sheir, K. Z., El-Diasty, T. A. et Ismail, A. M. (2005). Evaluation of a synchronous twin-pulse technique for shock wave lithotripsy : the first prospective clinical study. *BJU International*, volume 95, numéro 3, p. 389–393.
- [231] Shoar, K., Turney, B. W. et Cleveland, R. O. (2017). Tracking kidney stones in a homogeneous medium using a trilateration approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 142, numéro 6, p. 3715–3721.
- [232] Simmons, W., Cocks, F., Zhong, P. et Preminger, G. (2010). A composite kidney stone phantom with mechanical properties controllable over the range of human kidney stones. *Journal of the Mechanical Behavior of Biomedical Materials*, volume 3, numéro 1, p. 130–133.
- [233] Skolarikos, A., Alivizatos, G. et de la Rosette, J. (2006). Extracorporeal shock wave lithotripsy 25 years later : Complications and their prevention. *European Urology*, volume 50, numéro 5, p. 981–990.
- [234] Smith, A. D., Preminger, G., badlani, G. et Kavoussi, L. R. (2012). *Smith's Textbook of Endourology*, 3<sup>e</sup> édition. Wiley-Blackwell.
- [235] Sofras, F., Karayannis, A., Kastriotis, J., Vlassopoulos, G. et Dimopoulos, C. (1991). Extracorporeal shockwave lithotripsy or extracorporeal piezoelectric lithotripsy? comparison of costs and results. *British Journal of Urology*, volume 68, numéro 1, p. 15–17.
- [236] Sokolov, D. L., Bailey, M. R. et Crum, L. A. (2003). Dual-pulse lithotripter accelerates stone fragmentation and reduces cell lysis in vitro. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 29, numéro 7, p. 1045–1052.
- [237] Song, R., Tipirneni, A., Johnson, P., Loeffler, R. B. et Hillenbrand, C. M. (2011). Evaluation of respiratory liver and kidney movements for mri navigator gating. *Journal of magnetic resonance imaging : JMRI*, volume 33, numéro 1, p. 143–148.
- [238] Sorensen, M. D., Bailey, M. R., Hsi, R. S., Cunitz, B. W., Simon, J. C., Wang, Y.-N., Dunmire, B. L., Paun, M., Starr, F., Lu, W., Evan, A. P. et Harper, J. D. (2013).
-

- Focused ultrasonic propulsion of kidney stones : Review and update of preclinical technology. *Journal of Endourology*, volume 27, numéro 10, p. 1183–1186.
- [239] Sorensen, M. D., Bailey, M. R., Shah, A. R., Hsi, R. S., Paun, M. et Harper, J. D. (2012). Quantitative assessment of shockwave lithotripsy accuracy and the effect of respiratory motion. *Journal of Endourology*, volume 26, numéro 8, p. 1070–1074.
- [240] Sorensen, M. D., Harper, J. D., Hsi, R. S., Shah, A. R., Dighe, M. K., Carter, S. J., Moshiri, M., Paun, M., Lu, W. et Bailey, M. R. (2013). B-mode ultrasound versus color doppler twinkling artifact in detecting kidney stones. *Journal of Endourology*, volume 27, numéro 2, p. 149–153.
- [241] Stamatelou, K. K., Francis, M. E., Jones, C. A., Nyberg, L. M. et Curhan, G. C. (2003). Time trends in reported prevalence of kidney stones in the united states : 1976–1994. see editorial by goldfarb, p. 1951. *Kidney International*, volume 63, numéro 5, p. 1817–1823.
- [242] Sylven, E. T., Agarwal, S., Briant, C. L. et Cleveland, R. O. (2004). High strain rate testing of kidney stones. *Journal of Materials Science : Materials in Medicine*, volume 15, numéro 5, p. 613–617.
- [243] Tailly, G. G. (2013). Extracorporeal shock wave lithotripsy today. *Indian Journal of Urology : IJU : Journal of the Urological Society of India*, volume 29, numéro 3, p. 200–207.
- [244] Tan, Y. M., Yip, S. K., Chong, T. W., Wong, M. Y. C., Cheng, C. et Foo, K. T. (2002). Clinical experience and results of eswl treatment for 3093 urinary calculi with the storz modulith sl 20 lithotripter at the singapore general hospital. *Scandinavian Journal of Urology and Nephrology*, volume 36, numéro 5, p. 363–367.
- [245] Tanter, M., Aubry, J.-F., Gerber, J., Thomas, J.-L. et Fink, M. (2001). Optimal focusing by spatio-temporal inverse filter. i. basic principles. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 110, numéro 1, p. 37–47.
- [246] Tanter, M., Pernot, M., Aubry, J. F., Montaldo, G., Marquet, F. et Fink, M. (2007). Compensating for bone interfaces and respiratory motion in high-intensity focused ultrasound. *International Journal of Hyperthermia*, volume 23, numéro 2, p. 141–151.
- [247] Teichman, J. M., Portis, A. J., Cecconi, P. P., Bub, W. L., Endicott, R. C., Denes, B., Pearle, M. S. et Clayman, R. V. (2000). In vitro ccomparison of shock wave lithotripsy machines. *The Journal of Urology*, volume 164, numéro 4, p. 1259–1264.
- [248] Thomas, J.-L., Wu, F. et Fink, M. (1996). Time reversal focusing applied to lithotripsy. *Ultrasonic Imaging*, volume 18, numéro 2, p. 106–121.
- [249] Thomas, R. et Cass, A. S. (1993). Extracorporeal shock wave lithotripsy in morbidly obese patients. *The Journal of Urology*, volume 150, numéro 1, p. 30–32.
-

- 
- [250] Thompson, P. A. (1972). *Compressible-Fluid Dynamics*. McGraw-Hill Inc., US, 665 p.
- [251] Tiselius, H.-G. (2005). Removal of ureteral stones with extracorporeal shock wave lithotripsy and ureteroscopic procedures. what can we learn from the literature in terms of results and treatment efforts? *Urological Research*, volume 33, numéro 3, p. 185–190.
- [252] Tiselius, H.-G. (2008). How efficient is extracorporeal shockwave lithotripsy with modern lithotripters for removal of ureteral stones? *Journal of Endourology*, volume 22, numéro 2, p. 249–256.
- [253] Tiselius, H.-G. (2009). Considerations on the management of patients with residual stone material after active removal of urinary tract stones. *Turkish Journal of Urology*, volume 35, p. 304–309.
- [254] Tiselius, H.-G. et Chaussy, C. G. (2012). Aspects on how extracorporeal shockwave lithotripsy should be carried out in order to be maximally effective. *Urological Research*, volume 40, numéro 5, p. 433–446.
- [255] Tiselius, H.-G. et Chaussy, C. G. (2015). Arguments for choosing extracorporeal shockwave lithotripsy for removal of urinary tract stones. *Urolithiasis*, volume 43, numéro 5, p. 387–396.
- [256] Tiselius, H.-G. et Ringdén, I. (2007). Stone treatment index : A mathematical summary of the procedure for removal of stones from the urinary tract. *Journal of Endourology*, volume 21, numéro 11, p. 1261–1270.
- [257] Trematerra, A., Lombardi, I. et D'Alesio, A. (2017). Use of cork as absorbent material. *AIP Conference Proceedings*, volume 1859, numéro 1, p. 020003.
- [258] Turangan, C. K., Jamaluddin, A. R., Ball, G. J. et Leighton, T. G. (2008). Free-lagrange simulations of the expansion and jetting collapse of air bubbles in water. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 598, p. 1–25.
- [259] Türk, C., Knoll, T., Petrik, A., Sarica, K. et Straub, M. (2011). *EAU Guidelines*, chapitre Guidelines on Urolithiasis. Vienne, p. 1–104.
- [260] Türk, C., Neisius, A., Petřík, A., Seitz, C., Thomas, K. et Skolarikos, A. (2018). *European Association of Urology Guidelines. 2018 Edition.*, european association of urology guidelines. 2018 edition. EAU Guidelines on Urolithiasis 2018, *volume presented at the EAU Annual Congress Copenhagen 2018*. The European Association of Urology Guidelines Office.
- [261] Vakalopoulos, I. (2009). Development of a mathematical model to predict extracorporeal shockwave lithotripsy outcome. *Journal of Endourology*, volume 23, numéro 6, p. 891–897.
- [262] Valsamos, G., Casadei, F. et Solomos, G. (2013). A numerical study of a wave dispersion curves in cylindrical rods with circular cross-section. *Applied and Computational Mechanics*, volume 7, numéro 1, p. 99–114.
-

- 
- [263] Webster, R. A. (2010). *Passive materisl for high frequency piezocomposite ultrasonic transducers*. Thèse de doctorat, The University of Birmingham.
- [264] Weir, M. J., Tariq, N. et D'A. Honey, R. J. (2000). Shockwave frequency affects fragmentation in a kidney stone model. *Journal of Endourology*, volume 14, numéro 7, p. 547–550.
- [265] Whitham, G. B. (1956). On the propagation of weak shock waves. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 1, numéro 3, p. 290–318.
- [266] Whitham, G. B. (1974). *Linear and nonlinear waves*, john wiley and sons édition. Pure and applied mathematics, Wiley, New York.
- [267] Wiesenthal, J. D., Ghiculete, D., John D'A Honey, R. et Pace, K. T. (2010). Evaluating the importance of mean stone density and skin-to-stone distance in predicting successful shock wave lithotripsy of renal and ureteric calculi. *Urological Research*, volume 38, numéro 4, p. 307–313.
- [268] Wilbert, D. (2002). A comparative review of extracorporeal shock wave generation. *BJU International*, volume 90, numéro 5, p. 507–511.
- [269] Willis, L. R., Evan, A. P., Connors, B. A., Blomgren, P., Fineberg, N. S. et Lingeman, J. E. (1999). Relationship between kidney size, renal injury, and renal impairment induced by shock wave lithotripsy. *J Am Soc Nephrol*, volume 10, numéro 8, p. 1753–1762.
- [270] Wojcik, G. L., Mould Jr., J. C. et Carcione, L. M. (1999). Combined transducer and nonlinear tissue propagation simulations. *American Society of Mechanical Engineers, Noise Control and Acoustics Division (Publication) NCA*, volume 26, p. 361–370.
- [271] Xi, X. et Zhong, P. (2000). Improvement of stone fragmentation during shock-wave lithotripsy using a combined eh/peaa shock-wave generator—in *vitro* experiments. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 26, numéro 3, p. 457–467.
- [272] Xu, Z., Fowlkes, J. B. et Cain, C. A. (2006). A new strategy to enhance cavitation tissue erosion using a high-intensity, initiating sequence. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, volume 53, numéro 8, p. 1412–1424.
- [273] Xu, Z., Hall, T. L., Fowlkes, J. B. et Cain, C. A. (2007). Optical and acoustic monitoring of bubble cloud dynamics at a tissue-fluid interface in ultrasound tissue erosion. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 121, numéro 4, p. 2421–2430.
- [274] Xu, Z., Ludomirsky, A., Eun, L. Y., Hall, T. L., Tran, B. C., Fowlkes, J. B. et Cain, C. A. (2004). Controlled ultrasound tissue erosion. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, volume 51, numéro 6, p. 726–736.
-

- 
- [275] Xue, T., Lord, W. et Udpa, S. (1996). Numerical analysis of the radiated fields of circular pistons and time-delay spherically focused arrays. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, volume 43, numéro 1, p. 78–87.
- [276] Yilmaz, E., Batislam, E., Basar, M., Tuglu, D., Mert, C. et Basar, H. (2005). Optimal frequency in extracorporeal shock wave lithotripsy : Prospective randomized study. *Urology*, volume 66, numéro 6, p. 1160–1164.
- [277] Yon, S., Tanter, M. et Fink, M. (2003). Sound focusing in rooms. ii. the spatio-temporal inverse filter. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 114, numéro 6, p. 3044–3052.
- [278] Yongchen, S., Yanwu, D., Jie, T. et Zhensheng, T. (1986). Ultrasonic propagation parameters in human tissues. Dans *IEEE 1986 Ultrasonics Symposium*. p. 905–908.
- [279] Yoshizawa, S., Ikeda, T., Ito, A., Ota, R., Takagi, S. et Matsumoto, Y. (2009). High intensity focused ultrasound lithotripsy with cavitating microbubbles. *Medical & Biological Engineering & Computing*, volume 47, numéro 8, p. 851–860.
- [280] Yucel, M. O., Ozcan, S., Tirpan, G., Bagcioglu, M., Aydin, A., Demirbas, A. et Karakan, T. (2017). The respiratory induced kidney motion : Does it really effect the shock wave lithotripsy? *Endourology and Stone Disease*, volume 15, numéro 1, p. 11–15.
- [281] Yura, T., Lafond, M., Yoshizawa, S. et Umemura, S.-I. (2018). Effect of annular focusing of ultrasound on rate of stone erosion using cavitation bubbles. *Japanese Journal of Applied Physics*, volume 57, numéro 7S1, p. 07LB18.
- [282] Zanetti, G., Seveso, M., Montanari, E., Guarneri, A., Del Nero, A., Nespoli, R. et Trinchieri, A. (1997). Renal stone fragments following shock wave lithotripsy. *The Journal of Urology*, volume 158, numéro 2, p. 352–355.
- [283] Zaytoun, O. M., Yakoubi, R., Zahran, A. R. M., Fouda, K., Marzouk, E., Gaafar, S. et Fareed, K. (2012). Tamsulosin and doxazosin as adjunctive therapy following shock-wave lithotripsy of renal calculi : randomized controlled trial. *Urological Research*, volume 40, numéro 4, p. 327–332.
- [284] Zehnder, P., Roth, B., Birkhäuser, F., Schneider, S., Schmutz, R., Thalmann, G. N. et Studer, U. E. (2011). A prospective randomised trial comparing the modified HM3 with the modulith (r) SLX-F2 lithotripter. *European Urology*, volume 59, numéro 4, p. 637–644.
- [285] Zemanek, J. (1962). *An Experimental and Theoretical investigation of Elastic Wave propagation in a Cylinder*. Thèse de doctorat, University of California, Department of Physics, University of California, Los Angeles 24, California.
- [286] Zemanek, J. J. (1972). An experimental and theoretical investigation of elastic wave propagation in a cylinder. *J. Acoust. Soc. Am.*, volume 51, numéro 1B, p. 265–283.
-



- 
- [287] Zheng, S., Liu, L. R., Yuan, H. C. et Wei, Q. (2010). Tamsulosin as adjunctive treatment after shockwave lithotripsy in patients with upper urinary tract stones : A systematic review and meta-analysis. *Scandinavian Journal of Urology and Nephrology*, volume 44, numéro 6, p. 425–432.
- [288] Zhong, P., Cioanta, I., Cocks, F. H. et Preminger, G. M. (1997). Inertial cavitation and associated acoustic emission produced during electrohydraulic shock wave lithotripsy. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 101, numéro 5, p. 2940–2950.
- [289] Zhong, P., Cioanta, I., Zhu, S., Cocks, F. H. et Preminger, G. M. (1998). Effects of tissue constraint on shock wave-induced bubble expansion in vivo. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 104, numéro 5, p. 3126–3129.
- [290] Zhong, P., Tong, H.-L., Cocks, F. H. et Preminger, G. M. (1997). Transient oscillation of cavitation bubbles near stone surface during electrohydraulic lithotripsy. *Journal of Endourology*, volume 11, numéro 1, p. 55–61.
- [291] Zhong, P., Zhou, Y. et Zhu, S. (2001). Dynamics of bubble oscillation in constrained media and mechanisms of vessel rupture in swl. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 27, numéro 1, p. 119–134.
- [292] Zhou, Q., Lam, K. H., Zheng, H., Qiu, W. et Shung, K. K. (2014). Piezoelectric single crystal ultrasonic transducers for biomedical applications. *Progress in Materials Science*, volume 66, p. 87–111.
- [293] Zhu, S., Cocks, F. H., Preminger, G. M. et Zhong, P. (2002). The role of stress waves and cavitation in stone comminution in shock wave lithotripsy. *Ultrasound in Medicine & Biology*, volume 28, numéro 5, p. 661–671.
- [294] Zwaschka, T. A., Ahn, J. S., Cunitz, B. W., Bailey, M. R., Dunmire, B., Sorensen, M. D., Harper, J. D. et Maxwell, A. D. (2018). Combined burst wave lithotripsy and ultrasonic propulsion for improved urinary stone fragmentation. *Journal of Endourology*, volume 32, numéro 4, p. 344–349.
-

